

Optische Übertragung phasensynchroner Taktsignale unter Verwendung des Wellenlängen-Multiplex-Verfahrens

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

Dissertation

von Dipl.-Ing.

Michael Bousonville

geboren am 2. März 1972
in Trier

Referent:	Prof. Dr.-Ing. Peter Meißner
Koreferent:	Prof. Dr.-Ing. Thomas Weiland
Tag der Einreichung:	12. November 2008
Tag der mündlichen Prüfung:	27. April 2009

D17
Darmstadt 2009

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus den Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht worden. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

(Ort / Datum)

(Unterschrift)

Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist im Zeitraum August 2005 bis November 2008 bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt entstanden. In diesem Zeitraum sind auch meine beiden Töchter Carla Marit und Johanna Rahel zur Welt gekommen.

Bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr.-Ing. Meißner für die Betreuung meiner Arbeit und die Unterstützung in schwierigen Zeiten.

Außerdem gebührt Dank meiner Frau Ruth Maria Bousonville, Dipl.-Ing. Jacqueline Rausch, Dr.-Ing. Harald Klingbeil und Dipl.-Ing. Martin Kumm für das Korrekturlesen der Promotionsschrift.

Des Weiteren haben diese Arbeit unterstützt: Dr.-Ing. Matthias Gunkel, Dr. Claudius Peschke, Dipl.-Ing. Michal Zelensky, Dr. Ulrich Laier und Patentanwalt Dr. Thorsten Jaloway.

Besonderer Dank gilt Dipl.-Ing. Enno Liess und Dr. habil. Peter Hülsmann, ohne die diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Kurzfassung

Es wird ein System präsentiert, das Zeitinformationen an räumlich getrennten Punkten mit einer Genauigkeit im Picosekunden-Bereich bereitstellen kann.

Diese Zeitinformationen sollen dazu genutzt werden, die Beschleuniger- und Speicherringe von FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) zu synchronisieren. Zur Ansteuerung der Hochfrequenz-Kavitäten dieser Ringbeschleuniger werden Signale mit unterschiedlichen Phasenlagen und Frequenzen (0,4 bis 5,4 MHz) benötigt. Einige Frequenzen dieser Signale sind aufgrund der sogenannten Rampenansteuerung während der Beschleunigung variabel. Um dies zu ermöglichen, hat das hier entwickelte System die Aufgabe, mindestens zwei unterschiedliche Taktsignale phasensynchron an verschiedenen Stellen der Anlage, die bis zu 1 km auseinander liegen können, bereitzustellen. Mit Hilfe dieser Taktsignale können dann Frequenzgeneratoren synchronisiert werden, die die eigentlich benötigten Signale für die Kavitäten erzeugen.

Aufgrund des universellen Charakters der bereitgestellten Zeitinformation können mit ihrer Hilfe neben der Ansteuerung der Kavitäten auch andere Prozesse synchronisiert werden.

Zur Übertragung der Taktsignale wird ein optisches Netzwerk mit DWDM (Dense Wavelength Division Multiplex)-Verfahren verwendet. Die Laufzeit der Taktsignale wird gemessen und ein Referenzgenerator erzeugt mit Hilfe der Laufzeitinformation am Ende jeder Übertragungsstrecke eine phasensynchrone und –stabile Zeitreferenz. Da aufgrund von Umwelteinflüssen die Laufzeiten der Taktsignale nicht konstant sind, müssen sie regelmäßig erfasst werden. Die Eigenschaften des Systems werden eingehend untersucht und es werden Wege zur Optimierung der verschiedenen Teilfunktionen aufgezeigt.

Mit einem Prototyp des Systems konnte eine Genauigkeit der Zeitinformation von 21,2 ps im Mittel erreicht werden. Die kurzzeitigen Schwankungen weisen eine Standardabweichung von 7,57 ps auf.

Neben der Beschreibung eines konkreten Systems enthält diese Arbeit viele allgemeingültige Informationen und neu gewonnene Erkenntnisse zum Thema Zeitübermittlung, insbesondere zu Phasenschwankungen, Rauschen, Reflexionen und Veränderungen der Signallaufzeit in einem Glasfaserkabel durch Umwelteinflüsse. Außerdem sind hier erstmals die bisher eingesetzten Methoden zur Verteilung phasenstabiler Referenzsignale in den Hauptanwendungsbereichen Teilchenbeschleuniger und Radioteleskope zusammenfassend beschrieben worden.

Inhaltsverzeichnis

1	PROBLEMSTELLUNG	1
1.1	EINLEITUNG	1
1.2	MANIPULATION VON GELADENEN TEILCHENSTRAHLEN	2
1.3	QUALITÄTSKRITERIEN DER ZEITLICHEN ABSTIMMUNG	8
1.3.1	<i>Phasenstabilität</i>	8
1.3.2	<i>Phasengenauigkeit</i>	8
1.4	ZEITLICHE KOORDINATION DER KAVITÄTEN	12
1.4.1	<i>Bestehende Anlage</i>	12
1.4.2	<i>Zukünftige Anlage</i>	12
1.5	SPEZIFIKATION	17
2	STAND DER TECHNIK	19
2.1	ÜBERTRAGUNGSMEDIUM	19
2.2	METHODEN DER PHASENSTABILISIERUNG	20
2.2.1	<i>Passiver Ansatz</i>	20
2.2.2	<i>Aktiver Ansatz</i>	21
2.3	KRITIK AM STAND DER TECHNIK UND INNOVATIONEN DIESER ARBEIT	24
2.3.1	<i>Langzeitdriften</i>	24
2.3.2	<i>Messsignal = Referenzsignal</i>	25
2.3.3	<i>Übertragung mehrerer Zeitsignale</i>	26
2.3.4	<i>Begrenztheit des Phasenhubs</i>	26
2.3.5	<i>Dämpfung</i>	26
2.3.6	<i>Kosten und Verfügbarkeit der eingesetzten Komponenten</i>	26
2.4	PATENTANMELDUNGEN	27
3	SYSTEMENTWURF	28
3.1	GRUNDÜBERLEGUNGEN	28
3.1.1	<i>Zeit, Frequenz und Phase</i>	28
3.1.2	<i>Referenzzeit</i>	30
3.1.3	<i>Systemzeit</i>	30
3.1.4	<i>Einheitlicher Zeitbezug</i>	30
3.1.5	<i>Synchronisation</i>	31
3.2	AUFGABENFELDER, PROBLEMANALYSE	35
3.2.1	<i>Übertragung der Systemzeit</i>	35
3.2.2	<i>Laufzeitmessung</i>	35
3.2.3	<i>Generierung der Referenzzeit</i>	36
3.2.4	<i>Optimierungsparameter</i>	39
3.2.5	<i>Schnittstellen, Übersicht</i>	40
3.3	SIGNALÜBERTRAGUNG	41
3.3.1	<i>Wahl des Übertragungsmediums</i>	41
3.3.2	<i>Multiplexverfahren</i>	42
3.4	OPTISCHES NETZWERK	44
3.4.1	<i>Übertragungszweig mit Messeinrichtung</i>	44
3.4.2	<i>Sternförmige Verteilung der Systemzeit</i>	46
3.5	MESSEINRICHTUNG	48
3.6	REFERENZGENERATOR	50

4	PROTOTYP	52
5	PHASENSCHWANKUNGEN	56
5.1	MODELLIERUNG	57
5.2	URSACHEN DER PHASENSCHWANKUNGEN	58
5.2.1	<i>Amplitudenrauschen.....</i>	<i>58</i>
5.2.2	<i>Phasenrauschen</i>	<i>63</i>
5.2.3	<i>Überlagerung deterministischer Signale</i>	<i>66</i>
5.3	DEFINITIONEN DER IM SYSTEM AUFTRETENDEN STÖRUNGEN	68
5.3.1	<i>Zufälliger Jitter</i>	<i>68</i>
5.3.2	<i>Deterministischer Jitter.....</i>	<i>68</i>
5.3.3	<i>Kurzzeit-Jitter.....</i>	<i>69</i>
5.3.4	<i>Phasendrift</i>	<i>69</i>
5.3.5	<i>Additiver Jitter.....</i>	<i>69</i>
6	RAUSCHEN.....	70
6.1	ALLGEMEINE RAUSCHURSACHEN.....	71
6.1.1	<i>Schwankungen der Laserleistung.....</i>	<i>71</i>
6.1.2	<i>Schrot-Rauschen.....</i>	<i>71</i>
6.1.3	<i>Empfänger-Rauschen</i>	<i>72</i>
6.1.4	<i>Minimierung der relativen Rauschleistungsdichte.....</i>	<i>72</i>
6.2	RAUSCHEN IN DEN ÜBERTRAGUNGSKANÄLEN	74
6.2.1	<i>Schrot-Rauschen ASE.....</i>	<i>75</i>
6.2.2	<i>Signal-Spontan-Rauschen</i>	<i>75</i>
6.2.3	<i>Spontan-Spontan-Rauschen</i>	<i>76</i>
6.2.4	<i>Gesamtbetrachtung der Übertragungskanäle, Optimierung</i>	<i>77</i>
6.3	RAUSCHEN IM MESSKANAL.....	81
6.3.1	<i>Rayleigh-Rückstreuung</i>	<i>81</i>
6.3.2	<i>Gesamtbetrachtung des Messkanals, Optimierung.....</i>	<i>83</i>
7	ÜBERSPRECHEN	85
7.1	PASSIVE KOMPONENTEN	85
7.2	EDFA	87
8	REFLEXIONEN	92
8.1	AUSWIRKUNGEN VON UNGEWOLLTEN REFLEXIONEN.....	92
8.2	GRÖÖE DER UNGEWOLLTEN REFLEXIONEN	93
9	VERÄNDERUNG DER SIGNALLAUFZEIT IN EINER FASER	95
9.1	ABSOLUTE VERÄNDERUNG DER GRUPPENLAUFZEIT	95
9.1.1	<i>Mechanische Spannung.....</i>	<i>96</i>
9.1.2	<i>Temperatur</i>	<i>97</i>
9.2	ZEITLICHE VERÄNDERUNG DER GRUPPENLAUFZEIT.....	98
9.3	GESCHWINDIGKEIT DER LAUFZEITVERÄNDERUNG IM BETRIEB.....	101
9.3.1	<i>Normalbetrieb</i>	<i>101</i>
9.3.2	<i>Schnellste anzunehmende Laufzeitänderung.....</i>	<i>101</i>
10	ÜBERTRAGUNG DER SYSTEMZEIT	103
10.1	EINFLUSS DES RAUSCHENS.....	103
10.2	AUSWIRKUNGEN DES ÜBERSPRECHENS	105

11	LAUFZEITMESSUNG.....	108
11.1	ABSOLUTE LAUFZEITMESSUNG	108
11.1.1	<i>Qualität des Messsignals.....</i>	<i>108</i>
11.1.2	<i>Prinzip der permanenten Kalibrierung.....</i>	<i>109</i>
11.1.3	<i>Absoluter Fehler der Laufzeitmessung.....</i>	<i>109</i>
11.2	BESTIMMUNG DER ZEITDIFFERENZ.....	110
11.2.1	<i>Eliminierung des Zeitfehlers, Relative Messgenauigkeit</i>	<i>110</i>
11.2.2	<i>Nicht messbare Laufzeitveränderungen.....</i>	<i>110</i>
11.2.3	<i>Veränderung der Laufzeiten in den Übertragungsfasern</i>	<i>112</i>
11.2.4	<i>Dispersion</i>	<i>113</i>
11.2.5	<i>Verifizierung der Zeitdifferenz-Bestimmung</i>	<i>113</i>
11.2.6	<i>Verifizierung der relativen Messgenauigkeit</i>	<i>114</i>
11.2.7	<i>Parameterübersicht, Optimierungsmöglichkeiten</i>	<i>115</i>
12	GENERIERUNG DER REFERENZZEIT	116
12.1	DIREKTE DIGITALE SYNTHESE ZUR REFERENZGENERIERUNG.....	116
12.2	LEISTUNGSFÄHIGKEIT	118
13	SYSTEMLEISTUNG UND DISKUSSION	121
13.1	VERIFIZIERUNG DES MITTLEREN ZEITVERSATZES.....	121
13.2	SYSTEMPARAMETER.....	122
13.3	VERGLEICH DER ERGEBNISSE MIT DER SPEZIFIKATION	123
13.4	BEDEUTUNG FÜR DIE KAVITÄTEN-SYNCHRONISATION	123
13.5	AUSBLICK	124
13.5.1	<i>Optimierungsmöglichkeiten</i>	<i>124</i>
13.5.2	<i>Systemüberwachung</i>	<i>125</i>
13.5.3	<i>Steuerung anderer Prozesse.....</i>	<i>125</i>
13.5.4	<i>Relevanz der Ergebnisse für andere zeitstabile Systeme</i>	<i>125</i>
14	ZUSAMMENFASSUNG	127
15	ANHANG	130
15.1	WAHRSCHEINLICHKEIT DER MAXIMALWERT-ÜBERSCHREITUNG.....	130
15.2	HERLEITUNG PHASENSCHWANKUNGEN - PHASENRAUSCHEN.....	134
15.3	FREQUENZNORMAL	139
15.4	RESPONSIVITÄT	140
15.5	SPEKTRUM DES DETEKTIERTEN MESSIGNALS	141
15.5.1	<i>Rückflussfaktor der Rayleigh-Rückstreuung.....</i>	<i>141</i>
15.5.2	<i>Spektrum des Rayleigh-Rauschens.....</i>	<i>144</i>
15.6	GLASFASERKABEL.....	151
15.6.1	<i>Kraftwirkung auf eine ummantelte Faser.....</i>	<i>151</i>
15.6.2	<i>Materialparameter von Glasfaserkabeln</i>	<i>152</i>
15.6.3	<i>Beispiel: Verbindungskabel – Krafteinwirkung</i>	<i>153</i>
15.6.4	<i>Beispiel: Verbindungskabel – Temperaturänderung</i>	<i>154</i>
15.7	ZEIT- UND FREQUENZABWEICHUNG	155
15.8	BRECHZAHL, GRUPPENINDEX UND DISPERSION	156
15.9	FEHLZUORDNUNG	160
15.10	JITTER DER DDS-EINHEIT	161

16	REFERENZEN.....	162
17	GLOSSAR.....	166
18	ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS.....	167
19	NOTATION	168
20	LEBENS LAUF	177

1 Problemstellung

1.1 Einleitung

1969 wurde die Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI gegründet. Seitdem wird dort auf den Gebieten Atom-, Kern- und Plasmaphysik geforscht. Hierzu werden geladene Teilchen, vorzugsweise Ionen, auf bis zu 90 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Dies geschieht mit Hilfe eines Linearbeschleunigers, dem UNILAC (Universal Linear Accelerator) und eines Ringbeschleunigers, dem SIS18 (Schwerionen-Synchrotron). Nach der Beschleunigung können die Teilchen verschiedenen Experimenten und dem ESR (Experimentier-Speicherring) zugeführt werden. Alle diese Einrichtungen stellen in ihrer Gesamtheit die derzeit existierende Anlage dar und sind in Abbildung 1 auf der linken Seite dargestellt.

Im Zuge des Projektes FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) wird die Anlage um mehrere Ringbeschleuniger, Speicherringe und Experimentiereinrichtungen erweitert werden. Die neuen Anlagenteile sind in Abbildung 1 rechts zu sehen. Nach Fertigstellung dient die bisherige Anlage als Vorbeschleuniger für die beiden Ringbeschleuniger SIS100 und SIS300, mit denen Ionenstrahlen größerer Intensität und Energie erzeugt werden können. In den Speicherringen HESR, RESR, CR und NESR können Teilchenstrahlen über längere Zeit gespeichert werden, um sie verschiedenartigsten Experimenten zur Verfügung zu stellen. Um die Effizienz der Anlage zu steigern, soll die Durchführung von bis zu vier unterschiedlichen Forschungsprogrammen im Parallelbetrieb möglich sein.

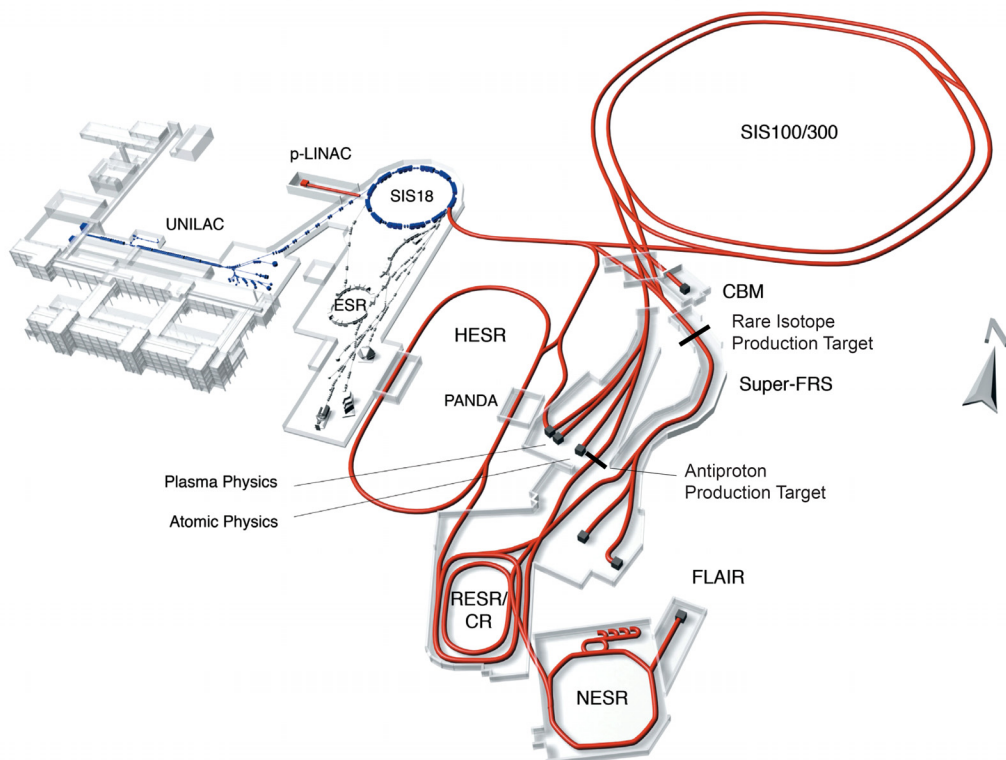


Abbildung 1 Bestehende Anlage der GSI und geplante "Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR)"

In der Anlage FAIR werden sich die Teilchenstrahlen mit hoher Geschwindigkeit durch räumlich ausgedehnte Strukturen bewegen. Über magnetische und elektrische Felder werden die geladenen Teilchen auf der Bahn gehalten und ihre kinetische Energie gesteuert. Die Felder werden an weit auseinander liegenden Punkten in der Anlage von sogenannten "Geräten" erzeugt. Ihre Koordination erfolgt zentral über einen Kontrollraum. Vom Kontrollraum werden die zur Steuerung der Geräte nötigen Daten zunächst "offline" verschickt, um sie dann vor Ort in Echtzeit – von einem Timing-System gesteuert – im Gerät umzusetzen. Obwohl diese Echtzeit-Ausführung lokal erfolgt, sind trotzdem Signalausbreitungswege von mehreren hundert Metern einzukalkulieren. Die Anforderungen an das Timing-System ergeben sich aus der geforderten Parallelität, mit der die Geräte, also beispielsweise Magnete und Beschleunigungssysteme, untereinander synchronisiert werden müssen. Diese lag bisher in der Größenordnung von etwa $10\ \mu\text{s}$, worauf das derzeitige Timing-System ausgelegt ist. Beim zukünftigen Betrieb von FAIR reicht das nicht aus, um die elektrischen Wechselfelder verschiedener Beschleunigungssysteme phasengenau zu synchronisieren (bereits bei einer relativ niedrigen Frequenz der elektrischen Felder von 1 MHz entspricht 1° der HF-Phase bereits 2,8 ns).

Da die Steuerdaten über Strecken von bis zu einem Kilometer gesendet werden müssen, sind die Übertragungszeiten, die im Mikrosekunden-Bereich liegen, nicht vernachlässigbar. Darüber hinaus schwanken die Übertragungszeiten aufgrund von Umwelteinflüssen. In dieser Arbeit geht es darum, den Einfluss der Übertragungszeiten der Steuerbefehle zu beseitigen und damit einen im Sub-Nanosekundenbereich synchronen Betrieb von Geräten, die den Strahl beeinflussen, durch reine Steuerung (Regelungen werden dann nur sekundär benötigt) zu ermöglichen.

Schlussendlich soll das in dieser Arbeit vorgestellte System die Grundlage dafür schaffen, die den Strahl steuernden Felder mit hoher zeitlicher Genauigkeit aufeinander abzustimmen.

1.2 Manipulation von geladenen Teilchenstrahlen

In diesem Kapitel wird die grundsätzliche Funktionsweise der Beschleunigeranlage beschrieben. Hieraus resultiert die geforderte Systemfunktionalität für das in dieser Arbeit beschriebene Verfahren zur Verteilung phasensynchroner Taktsignale.

In der Anlage bewegen sich die geladenen Teilchen in Vakuumkammern durch Magnetsysteme und HF-Kavitäten. Im Wesentlichen werden aus diesen Elementen der Linearbeschleuniger, die Beschleunigerringe und die Speicherringe aufgebaut. Mit Hilfe der Magnetsysteme werden die Teilchen transversal, d.h. senkrecht zur Flugbahn, beeinflusst. Die Magnetfelder wirken in Ringbeschleunigern den auftretenden Fliehkräften entgegen und ermöglichen so überhaupt erst den Betrieb eines solchen Beschleunigertyps. Darüber hinaus werden Magnetsysteme zur transversalen Fokussierung und Führung von Teilchenstrahlen eingesetzt. Die Kraftwirkungen von Magnetfeldern F_M auf geladene Teilchen in einem Ringbeschleuniger sind in Abbildung 2 dargestellt. Links im Bild sieht man die von einem Magnetfeld hervorgerufene Kraft zum Ausgleich der Fliehkräfte, rechts die Kräfte zur Fokussierung des Strahls. Die Abstimmung der Magnetfelder ist – relativ zur Steuerung der elektrischen Felder – nicht zeitkritisch und daher nicht Gegenstand dieser Arbeit. Bei allen weiteren Betrachtungen gehen wir daher davon aus, dass die Magnetfelder zur Strahlsteuerung dem jeweiligen Betriebszustand der Anlage angepasst sind.

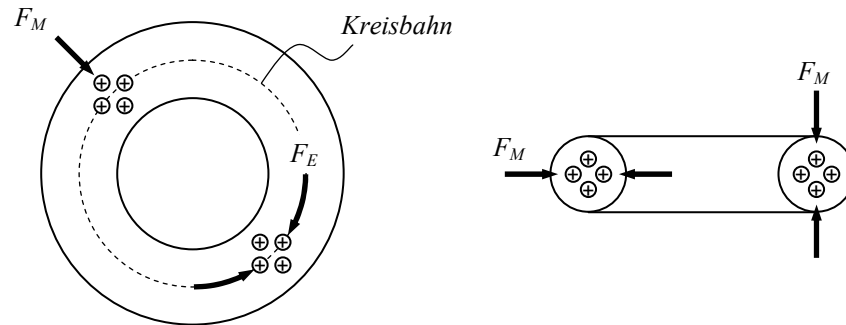
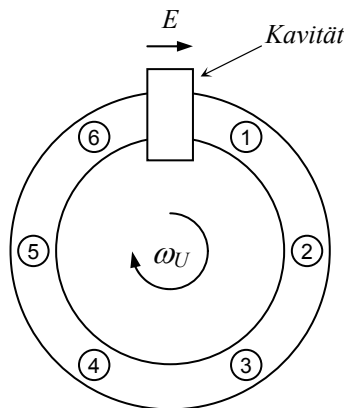


Abbildung 2 Kraftwirkung von magnetischen (F_M) und elektrischen Feldern (F_E)

Auch die Kavitäten dienen der Beeinflussung der Teilchen. Sie unterscheiden sich aber sowohl in ihrem Wirkungsprinzip als auch in ihrer Wirkrichtung von den Magnetsystemen. Kavitäten sind Hohlraum-Resonatoren, in denen elektrische Felder erzeugt werden, um geladene Teilchen in longitudinaler Richtung zu beeinflussen (vor allem Fokussierung und Beschleunigung).

Diese beiden Beeinflussungsmöglichkeiten sollen an einem einfachen Modell erläutert werden. Es wird von einem Ringbeschleuniger ausgegangen, in dem sich nur eine Kavität befindet. Die im Ring kreisenden Teilchen haben eine konstante Winkelgeschwindigkeit ω_U und sind gleichmäßig im Ring verteilt. Alle Teilchen weisen sowohl die gleiche Masse als auch die gleiche Ladung auf. Zu Beginn der Betrachtung steht noch kein elektrisches Feld in der Kavität an. In Abbildung 3 wird die Ausgangssituation exemplarisch mit sechs positiv geladenen Teilchen dargestellt.



ω_U Kreisgeschwindigkeit der Teilchen

E Elektrische Feldstärke

$$E = 0 \quad \text{für} \quad t \leq 0 \quad (1,1)$$

Abbildung 3 Modell eines Ringbeschleunigers, Ausgangssituation $t = 0$

Ab dem Zeitpunkt $t = 0$ wird ein sinusförmiges, elektrisches Feld

$$E = E_S \cdot \sin(\omega_K t + \varphi_K) \quad (1,2)$$

E_S Spitzenwert der elektrischen Feldstärke

ω_K Kreisfrequenz des elektrischen Feldes

φ_K Phase des elektrischen Feldes

in der Kavität erzeugt, dessen Frequenz identisch ist mit der Umlauffrequenz der Teilchen

$$\omega_K = \omega_U. \quad (1,3)$$

Die Phase des elektrischen Feldes soll vorerst

$$\varphi_K = 0 \quad (1,4)$$

sein. Jedes Teilchen wird nun in der Kavität einer Feldstärke ausgesetzt. Die Größe der Feldstärke ist für jedes Teilchen unterschiedlich und hängt von dem Zeitpunkt ab, an dem das jeweilige Teilchen die Kavität passiert. In Abbildung 4 ist dies für die erste Periode nach Erzeugung des E-Feldes dargestellt. Die Größe und Richtung der jeweiligen Feldstärken, die auf die Teilchen 1 bis 6 wirken, sind mit Hilfe von Pfeilen gekennzeichnet.

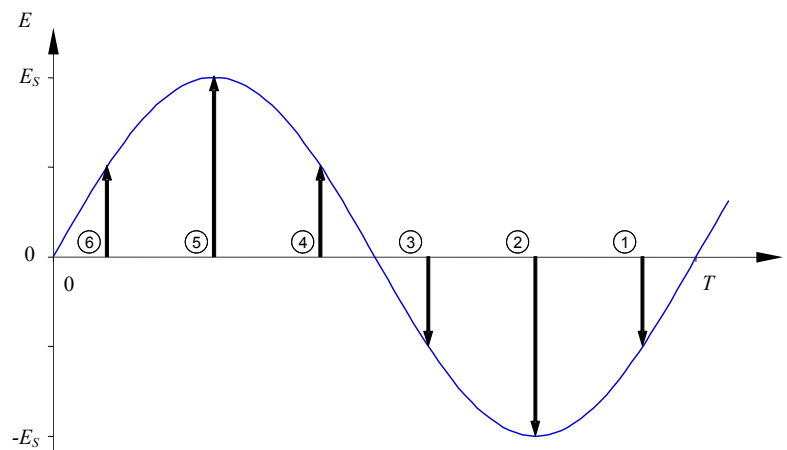


Abbildung 4 Größe der Feldstärke, die auf die einzelne Teilchen wirkt, $0 < t < T$

Nach dem Coulomb'schen Gesetz

$$\vec{F} = Q \cdot \vec{E} \quad (1,5)$$

bewirkt eine elektrische Feldstärke \vec{E} auf eine positive Ladung Q eine Kraft \vec{F} , die mit ihrer Richtung übereinstimmt [1, S. 9]. Daraus folgt für unser Modell, dass die Teilchen 4 bis 6 eine Kraft im Uhrzeigersinn erfahren und die Teilchen 1 bis 3 eine Kraft gegen den Uhrzeigersinn. D.h. die Geschwindigkeiten der Teilchen verändern sich relativ zueinander. Die Veränderung der Teilchengeschwindigkeiten zum Zeitpunkt $t = T$ ist in Abbildung 5 mit Pfeilen dargestellt.

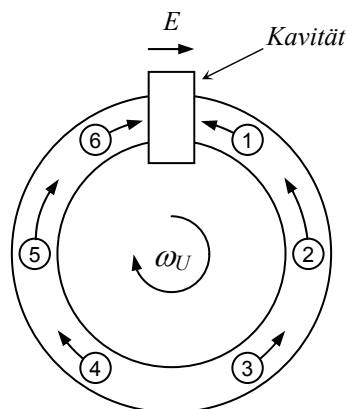


Abbildung 5 Veränderung der Teilchengeschwindigkeit, $t = T$

Verändert sich nun aber die Geschwindigkeit der Teilchen, dann führt dies auch zu einer relativen Verschiebung der Teilchen zueinander. Die Teilchen werden sich auf einander zubewegen. Nach einigen Umläufen zum Zeitpunkt $t = n_I \cdot T$ wird sich in etwa der in Abbildung 6 dargestellte Zustand einstellen. Aufgrund der neuen Positionen wirken auf die Teilchen nun auch andere Feldstärken. Im Folgenden werden wir das Modell immer zu diskreten Zeitpunkten $t = n \cdot T$, d.h. Vielfachen der Periodendauer T , betrachten.

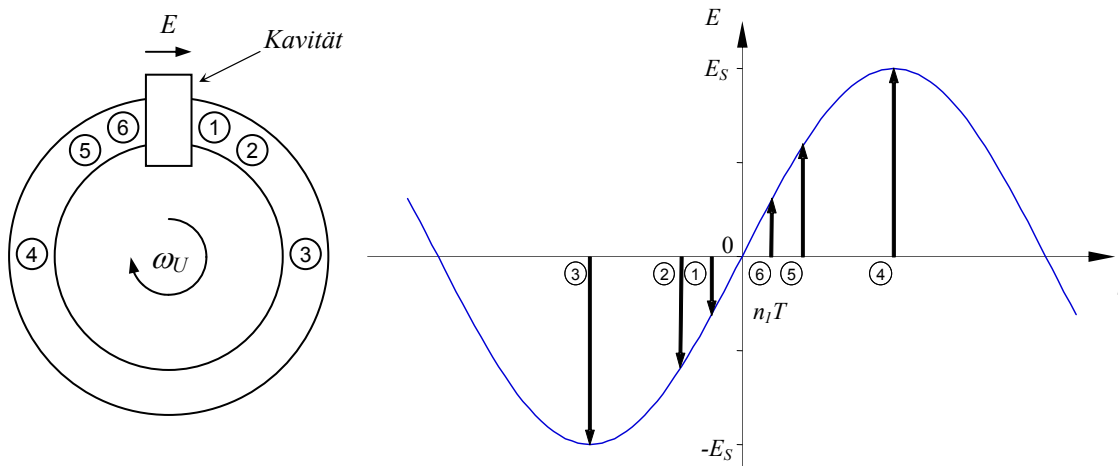


Abbildung 6 Position der Teilchen und Größe der Feldstärke, die auf sie wirkt,
 $t = n_I \cdot T, n_I \gg 1$

Bis hierher sind zwei Dinge zu beobachten. Zum einen rücken die Teilchen kontinuierlich zusammen. Zum anderen gibt es eine Gruppe von Teilchen, deren Geschwindigkeit stetig steigt (4 bis 6) und eine zweite Gruppe, die ebenfalls stetig verlangsamt wird (1 bis 3). Das liegt daran, dass die Teilchen beider Gruppen bisher in der Kavität immer einem elektrischen Feld ausgesetzt waren, dessen Stärke, nicht aber dessen Richtung sich veränderte.

Nun ist aber in Abbildung 6 nicht nur ein räumliches und zeitliches Zusammenrücken der Teilchen zu beobachten, sondern auch, dass beide Gruppen sich auf den Nulldurchgang des E-Feldes zubewegen. Da keine bremsende Kraft auf sie einwirkt, wird ihre Geschwindigkeit bis zum Erreichen dieses Punktes ansteigen. Infolgedessen werden Teilchen den Nulldurchgang des E-Feldes überschreiten, und ab diesem Moment wird sich die Richtung der auf sie wirkenden Feldstärke in der Kavität umkehren. Damit kehrt sich auch die Kraftwirkung um, und die bis dahin beschleunigten Teilchen werden abgebremst und umgekehrt. Sie verfallen in ungedämpfte Schwingungen. Diese natürlichen Schwingungen der Einzelteilchen bezeichnet man als Synchrotronschwingungen; ihre Frequenz ist bei Schwerionen-Synchrotrons typischerweise eher niedrig und beträgt höchstens wenige kHz. Die Teilchen schwingen räumlich und zeitlich um den Phasenwert Null des elektrischen Feldes, wie in Abbildung 7 exemplarisch an Teilchen 4 zu sehen ist.

Teilchen 3 schwingt in unserem Modell genau entgegengesetzt. Die anderen Teilchen (1, 2, 5, 6) weisen kleinere Schwingungsamplituden auf. Wichtig ist, dass alle Teilchen zeitlich um den Nulldurchgang des E-Feldes schwingen.

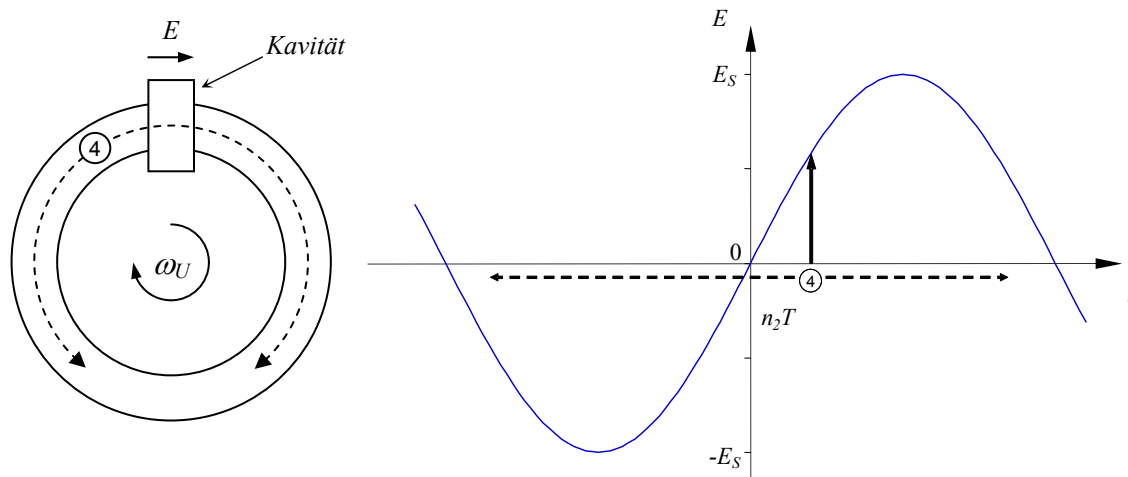


Abbildung 7 Räumliche und zeitliche Schwingung von Teilchen 4 vor der Bündelung, $t = n_2 \cdot T$

Um eine Teilchenbündelung zu erreichen, wird nun die Feldstärke über einen Zeitraum, der viel größer als die Umlaufdauer T ist, kontinuierlich erhöht. Diese Erhöhung bewirkt, dass die Feldstärke, die auf das Teilchen wirkt, nach der Überschreitung des Nulldurchganges bei gleicher Auslenkung größer ist als unmittelbar davor. Dadurch wird die Amplitude der Teilchenschwingung kleiner. Die Teilchen werden um die Nullphase des elektrischen Feldes fokussiert. Es entsteht ein Teilchenbündel, ein so genannter Bunch (engl. Bündel).

Nachdem die Erhöhung der Feldstärke abgeschlossen ist, stellt sich in unserem Ringbeschleuniger-Modell der in Abbildung 8 dargestellte Zustand ein. Teilchen 3 und 4 weisen wiederum die größte, nun aber deutlich reduzierte Auslenkung auf. Alle Teilchen schwingen in dem markierten Bereich um den Nulldurchgang des elektrischen Feldes. Dieser Bereich, in dem sich die Teilchen aufhalten, wird Bucket (engl. Eimer) genannt.

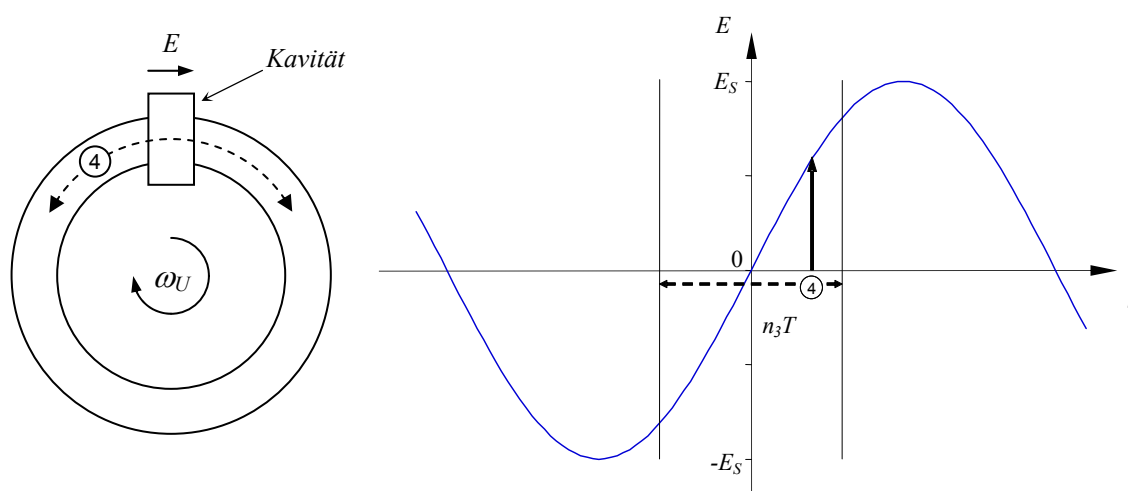


Abbildung 8 Räumliche und zeitliche Schwingung der Teilchen nach der Bündelung, $t = n_3 \cdot T$

So entsteht ein Teilchenbündel, dessen Umlaufgeschwindigkeit von der Frequenz des oszillierenden elektrischen Feldes der Kavität abhängt. Mehr noch, auch die Position des Teilchenbündels über die Zeit wird durch die Phasenlage des elektrischen Feldes vorgegeben.

Wird die Frequenz des Feldes nun verändert, dann verändert sich auch die Geschwindigkeit des Teilchenbündels. Dieser Zusammenhang wird für die Strahlbeschleunigung genutzt. Über eine kontinuierliche Frequenzerhöhung¹ werden die Teilchen nach der Bündelung beschleunigt. Da Frequenz und Phasenlage des elektrischen Feldes in der Kavität von außen vorgegeben werden, ist das Teilchenbündel direkt beeinflussbar. In der Praxis muss aus strahldynamischen Gründen auch die Amplitude des elektrischen Feldes angepasst werden.

Aufgrund der Abhängigkeit des Teilchenbündels von der Frequenz und Phasenlage des elektrischen Feldes innerhalb der Kavität ist es also prinzipiell möglich, die Geschwindigkeit und die Position eines Teilchenbündels im Ringbeschleuniger vorzugeben.

Bisher sind wir davon ausgegangen, dass die Umlauffrequenz des Bunches identisch mit der Frequenz des elektrischen Feldes ist. In diesem Fall spricht man vom Betrieb bei der ersten harmonischen Frequenz. Es ist aber auch möglich, die Kavität mit höheren harmonischen Frequenzen, sprich Vielfachen der Umlauffrequenz, zu betreiben. In diesem Fall entstehen genau so viele Teilchenbündel, wie positive Nulldurchgänge des elektrischen Feldes pro Teilchenumlauf auftreten. Da sich die Teilchen, wie zuvor beschrieben, um einen positiven Nulldurchgang sammeln, entstehen jetzt mehrere Buckets und damit auch Bunche. Wird beispielsweise die dritte Harmonische gewählt, dann entstehen auch drei Bunche. Diese sind entsprechend kürzer und enthalten weniger Teilchen als ein Bunch, der bei der ersten Harmonischen gebildet worden wäre.

Darüber hinaus gibt es noch andere Möglichkeiten, die Kavitäten anzusteuern, um den Strahl zu beeinflussen. Deren Schilderung würde aber keinen weiteren Erkenntnisgewinn zum Verständnis dieser Arbeit liefern. Für weitergehende strahldynamische Grundlagen sei auf [2] verwiesen.

Es gibt also – in gewissen Grenzen – folgende Möglichkeiten der Strahlsteuerung über das elektrische Feld der Kavität nach erfolgter Strahlbündelung:

- a) Die Geschwindigkeit des Strahls ist über die Frequenz des Feldes steuerbar.
- b) Die Position des Teilchenbündels ist über die Phase des Feldes einstellbar.

¹ Hierbei spricht man auch von "Frequenzrampen".

1.3 Qualitätskriterien der zeitlichen Abstimmung

Im vorigen Kapitel wurde festgestellt, dass nur die elektrischen Felder mit Sub-Nanosekunden-Genauigkeit aufeinander abzustimmen sind. Hierbei müssen zwei Dinge beachtet werden. Zum einen müssen die Absolut-Phasen der elektrischen Felder möglichst stabil sein, zum anderen muss der Phasenversatz zwischen verschiedenen elektrischen Feldern möglichst genau abgestimmt werden.

1.3.1 *Phasenstabilität*

In unserem Modell gingen wir von einer idealen Schwingung des E-Felds aus. Schwankt aber dessen Phase, können je nach Art der Schwankung auch die Schwingungen der Teilchen beeinflusst werden. Die Art der Teilchenschwingung um die Nullphase des elektrischen Feldes bestimmt unter anderem die Qualität des Strahls. Schwankungen der Phase können also die Strahlqualität beeinflussen und abhängig von ihrer Stärke dazu führen, dass Teilchenschwingungen instabil werden – insbesondere, wenn das Spektrum der Anregung Frequenzkomponenten enthält, die in der Nähe bei der Synchrotronfrequenz oder ihren Vielfachen liegen. Die instabilen Teilchen verlieren ihren Phasenbezug zum E-Feld, woraufhin ihre Umlaufgeschwindigkeit im Durchschnitt von der bis dahin durch das E-Feld vorgegebenen abweicht. Da die Feldstärken der Ablenkmagnete so eingestellt sind, dass sie die Zentrifugalkräfte der Teilchen bei Sollgeschwindigkeit ausgleichen, werden diese Teilchen während der Beschleunigung nicht mehr in der Sollbahn gehalten und gehen verloren.

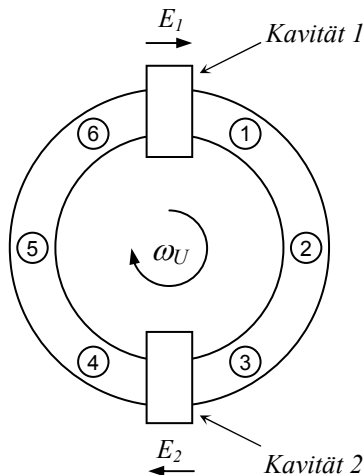
Phasenschwankungen der elektrischen Felder sind somit in den Kavitäten klein zu halten, um Strahlverluste zu vermeiden und die Qualität des Strahls nicht zu beeinträchtigen.

1.3.2 *Phasengenauigkeit*

Die Phasengenauigkeit im Mittel wird dann relevant, wenn mehrere Kavitäten zusammenwirken. Hier können zwei Fälle unterschieden werden. Zum einen müssen Kavitäten innerhalb eines Ringes aufeinander abgestimmt werden, zum anderen ist eine Abstimmung von Kavitäten verschiedener Ringe beim Strahltransfer vorteilhaft.

Befinden sich mehrere Kavitäten in einem Ringbeschleuniger, dann haben auch mehrere elektrische Felder Einfluss auf die Teilchen.

Gehen wir z.B. von zwei Kavitäten in einem Ring aus, dann wirkt auf ein Teilchen zweimal pro Umlauf ein elektrisches Feld ein. Ist diese Wirkung in Betrag und Richtung identisch, so erfährt das geladene Teilchen die doppelte Kraftwirkung pro Umlauf, als wenn nur eine Kavität beteiligt wäre. Diese Situation tritt in unserem modifizierten Modell eines Ringbeschleunigers mit zwei Kavitäten in Abbildung 9 für alle umlaufenden Teilchen annähernd ein, da sie ihre relative Position während eines halben Umlaufs nur geringfügig ändern und angenommen wird, dass der Phasenversatz $\varphi = \pi$ ist.



$$E_1 = E_S \cdot \sin(\omega_K t) \quad (1,6)$$

$$E_2 = E_S \cdot \sin(\omega_K t + \varphi) \quad (1,7)$$

$$\omega_K = \omega_U \quad (1,8)$$

Abbildung 9 Modell eines Ringbeschleunigers mit zwei Kavitäten

Durch den Phasenversatz zwischen den Feldern wird die Zeit ausgeglichen, die von den Teilchen benötigt wird, um die Distanz des halben Ringumfangs zu überwinden. Das Ergebnis dieser Konstellation, die doppelte Kraftwirkung pro Umlauf, könnte auch mit einer Kavität, in der die doppelte Feldstärke ansteht, erreicht werden. In real existierenden Kavitäten können jedoch keine beliebig hohen Feldstärken generiert werden. Durch den Einsatz mehrerer Kavitäten in einem Ring können leistungsfähigere Beschleuniger realisiert werden. Die Effektivität beim Einsatz mehrerer Kavitäten hängt dabei entscheidend von der Abstimmung der Phasenlagen der E-Felder ab. Würde in unserem Modell (Abbildung 9) der Phasenversatz nicht genau π betragen, dann wäre das Zusammenwirken nicht optimal. Bei $\varphi = 0^\circ$ wären die Kräfte auf die Teilchen entgegengesetzt und würden sich damit aufheben.

Eine Abstimmung der Phasenlagen der in einem Ringbeschleuniger wirkenden elektrischen Felder ist somit entscheidend für dessen Effektivität.

Nun wenden wir uns der Abstimmung der Kavitäten verschiedener Ringe zu. Besteht die Anlage aus mehreren Ringen, so ist es notwendig, den Strahl von einem zu einem anderen Ring zu überführen. Es wäre möglich, dies ohne Abstimmung der elektrischen Felder durchzuführen, indem der gebündelte Strahl in Ring 1 aus- und in Ring 2 eingekoppelt wird, ohne dass eine Kavität in Ring 2 währenddessen aktiv wäre. Dann würde die Strahlbündelung in Ring 2 nach einigen Umläufen verloren gehen und der Strahl könnte anschließend wieder gebündelt werden. Ein Nachteil dieses Verfahrens liegt darin, dass es zeitaufwendig ist, den Strahl erst auseinander laufen zu lassen, um ihn danach wieder zu bündeln.

Wesentlich schneller ist der so genannte Bunch-to-Bucket Transfer. Hierbei wird der Bunch aus dem ersten Ring extrahiert und in den zweiten Ring injiziert, wobei dessen Kavität aktiv ist. Die elektrischen Felder sind so abgestimmt, dass der Bunch im zweiten Ring eine ähnliche Krafteinwirkung erfährt wie im ersten Ring und sowohl seine Bündelung als auch seine Geschwindigkeit beibehält. In Abbildung 10 ist ein Modell mit zwei Ringen dargestellt, deren Durchmesser identisch sind.

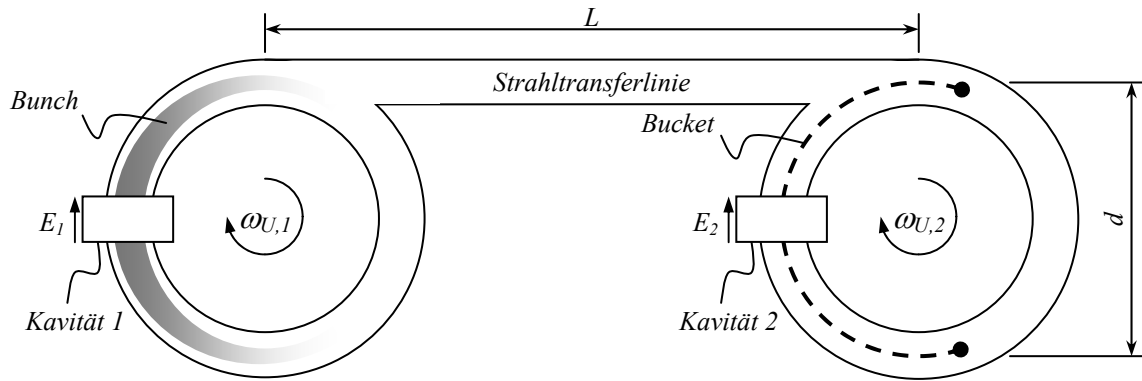


Abbildung 10 Bunch-to-Bucket Transfer

Die Ringe sind mit einer Strahltransferlinie verbunden. In beiden Kavitäten wirken elektrische Felder

$$E_1 = E_{S,1} \sin(\omega_{K,1}t + \varphi_{K,1}) \quad (1,9)$$

$$E_2 = E_{S,2} \sin(\omega_{K,2}t + \varphi_{K,2}), \quad (1,10)$$

deren Frequenzen identisch sind

$$\omega_{K,1} = \omega_{K,2}. \quad (1,11)$$

Im linken Ring wurden Teilchen gebündelt, und der entstandene Bunch rotiert mit der Frequenz

$$\omega_{U,1} = \omega_{K,1}. \quad (1,12)$$

Der Bunch wird hier als eine große Menge von Teilchen dargestellt. Die Teilchenkonzentration nimmt nach außen hin ab. Im rechten Ring befinden sich keine Teilchen, aber man kann sich einen rotierenden Bucket, also den Bereich, in dem Teilchen stabil eingefangen werden können, denken (wie in Kap. 1.2 beschrieben). Dieser rotiert mit der Frequenz

$$\omega_{U,2} = \omega_{K,2}. \quad (1,13)$$

Bunch und Bucket haben nicht nur die gleiche Umdrehungszahl, sondern aufgrund identischer Durchmesser d in beiden Ringbeschleunigern auch die gleiche Geschwindigkeit auf der Kreisbahn. Gehen wir weiter davon aus, dass die Länge der Transferstrecke

$$L = \pi d \quad (1,14)$$

dem Umfang der Ringe entspricht und die Phasen beider E-Felder gleich sind

$$\varphi_{K,1} = \varphi_{K,2}, \quad (1,15)$$

dann wird der Bunch nach seiner Auskopplung aus dem linken Ring genau den Bucket des zweiten Rings treffen. In unserem Modell wird der Bunch somit vollständig erhalten bleiben und im rechten Ring rotieren. Diesen Vorgang nennt man Bunch-to-Bucket Transfer. Sind die Phasen nicht abgestimmt, dann werden eine gewisse Menge oder im Extremfall alle der Teilchen verloren gehen, da sie nicht im Bereich des Buckets aufgefangen und somit instabil werden.

Beim Bunch-to-Bucket Transfer ist also eine korrekte zeitliche Abstimmung der elektrischen Felder beider beteiligten Ringe notwendig, um Strahlqualitätseinbußen oder gar Strahlverluste zu vermeiden und so maximale Strahlintensitäten zu ermöglichen.

Alle bisher vorgenommenen Vereinfachungen erfolgten lediglich, um die Darstellung zu erleichtern. Die prinzipiellen Schlussfolgerungen lassen sich auch auf praktische Gegebenheiten übertragen, bei denen keine Vereinfachungen möglich sind. Vor allem die folgenden Punkte weichen in der Realität von den präsentierten Modellen ab:

- Synchrotrons und Speicherringe sind nicht kreis-, sondern nur polygonförmig (z.B. ist die geometrische Form des SIS18 die eines Zwölfecks).
- Ein Bunch besteht aus sehr vielen Teilchen (z.B. 10^9), für die man nur statistische Verteilungsfunktionen, keine exakten Messgrößen angeben kann.
- Die Kavitäten können an beliebigen Stellen im Ring angeordnet sein.
- Die Ringumfänge der Synchrotrons sind in der Regel nicht gleich groß, und dazwischen liegende Transferstrecken haben beliebige Längen.
- Neben den normalen Beschleunigungsvorgängen, bei denen Kavitäten bei beliebigen Harmonischen der Umlauffrequenz betrieben werden, sind auch völlig andere longitudinale Strahlmanipulationen möglich, die eine wesentlich komplexere Ansteuerung erfordern.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Effektivität der Beschleuniger in erster Linie von der Genauigkeit, mit der der Phasenversatz im Mittel zwischen verschiedenen Feldern eingestellt werden kann, abhängt, während die Strahlqualität primär von der Phasenstabilität der einzelnen Felder abhängt.

1.4 Zeitliche Koordination der Kavitäten

In diesem Abschnitt wird nun erläutert, wie die Abstimmung der Kavitäten in der bestehenden Anlage bisher bewerkstelligt wurde und wie in der neuen Anlage FAIR verfahren werden soll.

1.4.1 Bestehende Anlage

Zunächst wollen wir uns der speziellen Funktionsweise der bestehenden Anlage zuwenden. Derzeit laufen dort die Beschleuniger- und Speicherprozesse wie folgt ab (Abbildung 1). Eine Ionenquelle speist den Linearbeschleuniger UNILAC, der die Ionen, positiv geladene Teilchen, bündelweise beschleunigt. Danach werden sie mit Hilfe von Magnetweichen und Driftstrecken zum Ringbeschleuniger SIS18 geleitet. Im SIS18 befinden sich zwei Kavitäten, die beim Eintreten der Teilchen, dem so genannten Einschuss, noch nicht aktiv sind. Die Ionen sind im ersten Moment noch gebündelt, werden aber aufgrund ihrer nicht exakt gleichen Geschwindigkeiten auseinandergetrieben und verteilen sich gleichmäßig im Ring. Nachdem die gewünschte Anzahl von Ionen eingeschossen wurde, erfolgt die Teilchenbündelung und -beschleunigung. Werden beide Kavitäten eingesetzt, dann müssen deren elektrische Felder synchronisiert werden. Die Sollwerte für Frequenz und Phase der Kavitäten werden über Signalgeber erzeugt. Ihre Synchronisierung erfolgt mit Hilfe eines Regelsystems, das sich im gleichen Maschinenraum befindet.

Die interne Abstimmung der Kavitäten im SIS18 ist somit unproblematisch, da deren Signalgeber in einem Maschinenraum nahe beieinander stehen.

Der im SIS18 beschleunigte Teilchenstrahl kann einem Experimentierplatz oder dem Speicherring ESR zugeführt werden. Bei der Überführung in den ESR kann ein Bunch-to-Bucket Transfer stattfinden. Hierbei wird die Phasenlage beider Ringe nicht vorgegeben, sondern es wird die Phase der Kavitäten beider Ringe verglichen. Aufgrund leicht unterschiedlicher Frequenzen der E-Felder verändert sich langsam die relative Phase beider Ringe. Sobald der Phasenversatz passend ist, wird der Strahl im SIS18 ausgekoppelt und in den ESR eingekoppelt. Dieses Verfahren ist mit umfangreichen manuellen Maschineneinstellungen verbunden und somit relativ zeitaufwendig. Dafür wird aber keine exakte Synchronisierung der E-Felder beider Ringe benötigt.

Im Speicherring ESR wird immer nur eine Kavität betrieben, daher ist hier keine interne Synchronisation erforderlich.

1.4.2 Zukünftige Anlage

In der Anlage FAIR werden die bestehenden Beschleuniger um den Doppelringbeschleuniger SIS100/300 erweitert. Der Linearbeschleuniger UNILAC und der Ringbeschleuniger SIS18 operieren ähnlich wie bisher und dienen dem SIS100/300 als Vorbeschleuniger (Abbildung 1). Die Notwendigkeit der Synchronisierung in der neuen Anlage wird nun anhand der Funktionsweise des SIS100 in Kooperation mit dem SIS18 veranschaulicht. Wie in Abbildung 11 zu sehen ist, werden im SIS18 zwei Bunche gebildet. Dazu werden die Kavitäten (graue Flächen) bei der zweiten Harmonischen betrieben

$$\omega_{K,18} = 2\omega_{U,18}. \quad (1,16)$$

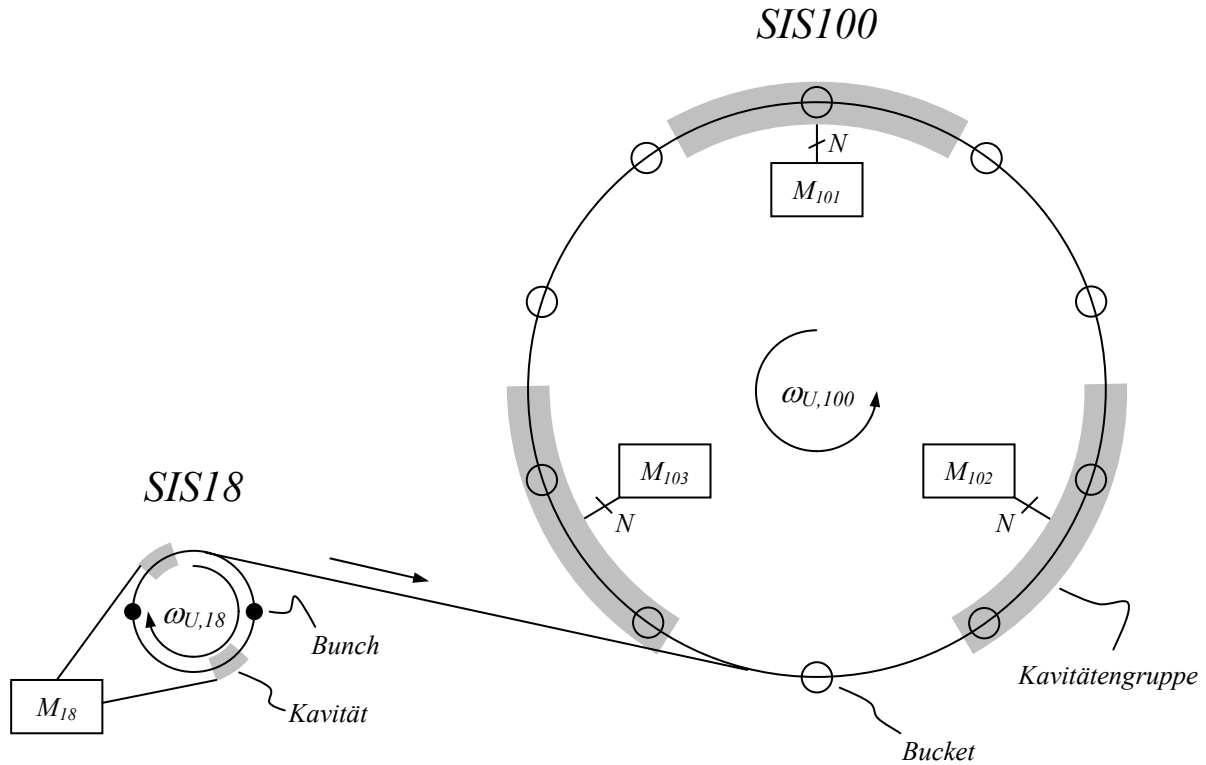


Abbildung 11 Bunch-to-Bucket Transfer von SIS18 nach SIS100

Die Phasenabstimmung der beiden Kavitäten ist unproblematisch, da deren Signalgeber sich in räumlicher Nähe befinden und über Regelkreise synchronisiert werden können. Sie sind in einem Maschinenraum untergebracht, der in Abbildung 11 mit der Abkürzung M_{18} bezeichnet wird. Nach der Beschleunigung werden beide Bunche auf einmal ausgekoppelt und zum SIS100 geleitet. Dort laufen zehn Buckets um, von denen jetzt zwei benachbarte gefüllt werden sollen. Um zehn Buckets zu erzeugen, müssen die Kavitäten des SIS100 bei der zehnten Harmonischen der Umlauffrequenz betrieben werden

$$\omega_{K,100} = 10\omega_{U,100}. \quad (1,17)$$

Die geometrischen Verhältnisse wurden bewusst so gewählt, dass der Durchmesser des SIS100 dem Fünffachen des Durchmessers des SIS18 entspricht

$$d_{100} = 5d_{18}. \quad (1,18)$$

Daraus resultiert, dass bei gleicher Umlaufgeschwindigkeit der Abstand der beiden Bunche in SIS18 dem Abstand zweier benachbarter Buckets entspricht. Außerdem stimmen Bunchlänge und Bucketgröße überein. Gelingt die Synchronisation beider Ringe untereinander, so ist es möglich, zwei Bunche auf einmal in zwei benachbarte Buckets zu füllen. Durch Wiederholung dieses Vorgangs ist es möglich, alle Buckets mit Teilchenbündeln zu besetzen (es ist jedoch geplant, zwei Buckets leer zu lassen, um eine zeitliche Lücke für die Injektionskicker zu erzeugen). Es müssen aber nicht nur die Ringe untereinander synchronisiert werden, sondern auch die Kavitäten des SIS100 untereinander. Dort befindet sich eine Vielzahl von Kavitäten, die zu drei Gruppen zusammengefasst wurden. Die Phasenabstimmung innerhalb der Gruppe von N Kavitäten erfolgt nun wieder jeweils in einem Maschinenraum. Da die Maschinenräume M_{101} , M_{102} und M_{103} einen größeren Abstand

untereinander aufweisen (der Ringumfang des SIS100 beträgt etwa 1080 m), befinden sich nun die den Kavitäten zugehörigen Frequenzgeneratoren nicht mehr in räumlicher Nähe, und es bedarf eines Systems, mit dessen Hilfe die Synchronisation sichergestellt werden kann.

Es besteht zukünftig die Notwendigkeit, Signalgeber von Kavitäten, die sich in verschiedenen, voneinander entfernten Räumen befinden, zeitlich aufeinander abzustimmen.

An einem konkreten Beispiel wurde die Notwendigkeit eines Systems veranschaulicht, mit dessen Hilfe Prozesse in der Anlage FAIR zeitlich koordiniert werden können. Im Folgenden gehen wir darauf ein, unter welchen Bedingungen eine Synchronisation der elektrischen Felder möglich ist.

Wählt man als Signalgeber für die Kavitäten einen Frequenzgenerator nach dem DDS-Prinzip (Direct Digital Synthesis), so ist es möglich, diesen auf zwei Taktsignalen zu synchronisieren. Ein höherfrequentes Signal wird als Sampling-Takt für die Signalsynthese benötigt, das zweite, niederfrequenter Signal kann man z.B. zum Setzen der Anfangs-Phase benutzen. Führt man einem zweiten, identischen DDS-Frequenzgenerator dieselben Taktsignale mit gleicher Phasenlage zu, dann ist es möglich, mit beiden DDS-Einheiten Signale zu erzeugen, die sowohl in der Frequenz als auch der Phase übereinstimmen. Genauso gut können Signale mit einem bestimmten Phasen- und Frequenzversatz erzeugt werden. Ist es also möglich, phasensynchrone Taktsignale an verschiedenen, räumlich getrennten Punkten der Anlage bereitzustellen, so können DDS-Einheiten dort Signale erzeugen, die einen einstellbaren Frequenz- und Phasenbezug untereinander aufweisen. Die Synchronisierung der drei Kavitäten-Gruppen von SIS100 wäre damit genauso machbar wie die der Beschleuniger SIS18 und SIS100 untereinander.

Auf diesen Überlegungen basiert die hier vorliegende Arbeit. Es geht darum, phasensynchrone Taktsignale an verschiedenen räumlich getrennten Punkten der Anlage bereitzustellen. Mit Hilfe dieser Taktsignale können die Signalgeber für die Kavitäten und damit die in ihnen anstehenden elektrischen Felder zeitlich aufeinander abgestimmt werden. In der Praxis sind zusätzlich HF-Regelsysteme und Kontrollsystem-Steuerungen erforderlich, die nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind.

Die Systematik der Kavitäten-Synchronisation ist in Abbildung 12 und in Abbildung 13 zusammengefasst. Eine genaue Abstimmung der Kavitäten ist möglich, wenn

- a) allen Signalgebern phasensynchrone Taktsignale zur Verfügung stehen und
- b) die Steuerbefehle in den Signalgebern zeitgleich ausgeführt werden.

In Abbildung 12 sind wieder exemplarisch die Maschinenräume M_{18} und M_{101} dargestellt. Den Signalgebern werden die beiden phasensynchronen Taktsignale zugeführt. Sie stellen für die Signalgeber einen gemeinsamen Bezugspunkt dar und werden daher im Folgenden als Referenzsignale bezeichnet. Die Steuerbefehle treffen asynchron bei den Signalgebern ein, da sie von einer zentralen Steuerung über unterschiedliche Wegstrecken von bis zu einem Kilometer gesendet werden. Um deren zeitgleiche Ausführung dennoch zu gewährleisten, wird ein Verfahren angewandt, welches als Resynchronisation bezeichnet wird. Dem Signalgeber dienen zur zeitlichen Orientierung zwei Referenzsignale. Das erste Referenzsignal ist ein hochfrequenter Takt, der den Signalgebern, die nach dem DDS-Verfahren arbeiten, als Systemtakt dient. Das zweite Referenzsignal ist ein niederfrequenter Takt, der in den Signalgebern die Befehlsausführung auslöst. Unter Resynchronisation ist nun der in Abbildung 13

skizzierte Vorgang zu verstehen. Steuerbefehle, die in der Periodendauer vor einer positiven Flanke des zweiten Referenzsignals eintreffen, werden in der darauf folgenden Periode ausgeführt. Die Befehlsausführung kann prinzipiell durch Abzählen von Pulsen zu jeder positiven Flanke des ersten Referenzsignals erfolgen, wobei Bauteillaufzeiten einzuplanen sind. Da jedem Signalgeber Referenzsignale mit der gleichen Phasenlage zur Verfügung stehen, ist eine synchrone Ausführung der Befehle gewährleistet. Die Signalgeber können nun also zeitlich abgestimmte Signale für die Kavitäten erzeugen. Hierbei handelt es sich um Sollwerte, da die Signale noch unterschiedliche Wegelängen bis zu den Kavitäten zurücklegen müssen (Abbildung 12). Über Regelungen werden die Ist-Phasen $\varphi_{K,ist}$ der Soll-Phase $\varphi_{K,soll}$ angenähert. Diese Regelungen arbeiten derzeit mit einer Genauigkeit von etwa 3° [3].

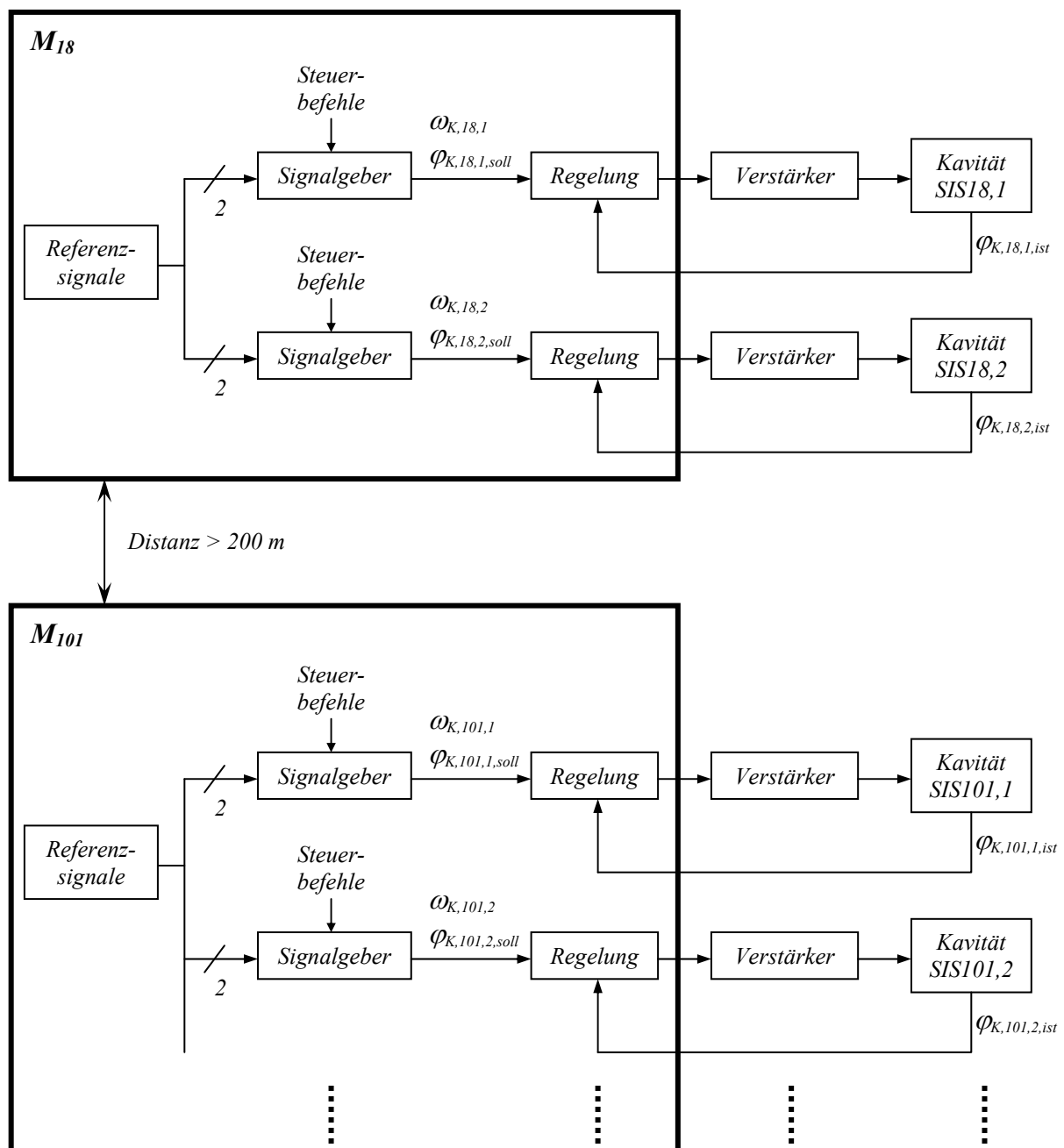


Abbildung 12 Prinzip der zeitlichen Abstimmung der Kavitäten

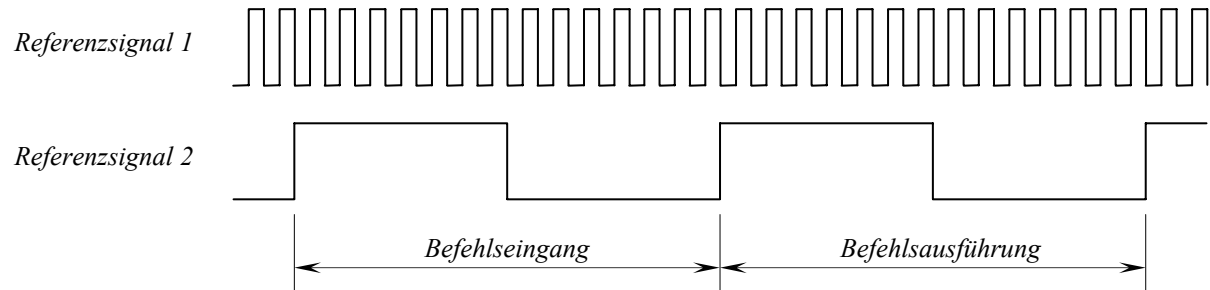


Abbildung 13 Resynchronisation

Wir können festhalten, dass es möglich ist, Frequenzgeneratoren, die nach dem DDS-Prinzip arbeiten, mit zwei Referenzsignalen zeitlich aufeinander abzustimmen. Solche Frequenzgeneratoren werden als Signalgeber für die Kavitäten genutzt. Sie bestimmen sowohl die Frequenz als auch die Phase der elektrischen Felder in den Kavitäten. Die Genauigkeit ihrer Abstimmung hat Auswirkungen auf die Leistungsfähigkeit der gesamten Beschleunigeranlage FAIR und hängt direkt von der Qualität der Referenzsignale ab.

1.5 Spezifikation

In diesem Kapitel werden die Genauigkeitsanforderungen beschrieben, die im Vorfeld an das zu entwickelnde System zur Verteilung von phasensynchronen Taktsignalen gestellt wurden.

Es gilt, an mehr als 10 Punkten, die räumlich bis zu einem Kilometer voneinander entfernt sein können, Referenzsignale bereitzustellen. Ein zeitlicher Versatz der Referenzsignale verursacht einen Fehler bei der Generierung der Soll-Phasen der elektrischen Felder und soll daher einen bestimmten Wert nicht überschreiten. Da es schlussendlich darum geht, die Phasenlagen der elektrischen Felder in den Kavitäten abzustimmen, leitet sich der maximal zulässige zeitliche Versatz von der Genauigkeit der Phasenregelungen ab. Diese sollen zukünftig die von den Signalgebern erzeugten Soll-Phasen auf 1° genau in der Kavität umsetzen. Daher wurde festgelegt, dass die maximal zulässige Abweichung der Soll-Phasen $\Delta\varphi_{\max}$, die durch die Referenzsignale verursacht wird, ein Grad

$$\Delta\varphi_{\max} = 1^\circ, \quad (1,19)$$

bei der höchsten auftretenden Frequenz in den Kavitäten

$$f_{K,\max} = 5,4 \text{ MHz} \quad (1,20)$$

betragen soll. Daraus ergibt sich der maximal zulässige zeitliche Versatz zwischen zwei Referenzpunkten von

$$\Delta t_{\max} = \frac{1}{f_{K,\max}} \frac{\Delta\varphi}{360^\circ} = 514 \text{ ps}. \quad (1,21)$$

Dieser Wert bezieht sich auf die Abweichung des Referenzsignals 1. Das Referenzsignal 2 kann wesentlich ungenauer sein, da dessen Funktion, Steuerbefehle synchron ausführen zu können, weit weniger zeitkritisch ist. Allerdings müssen die Flanken des Referenzsignals 2 eindeutig einer Flanke des Referenzsignals 1 zugeordnet werden. Grundsätzlich werden zwischen zwei Referenzpunkten immer zwei Effekte auftreten. Zum einen werden die Phasenmittelwerte einen Versatz $\Delta\mu$ aufweisen, zum anderen schwanken die Phasen. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 14 illustriert. Es wird angenommen, dass die Phasenschwankungen zufällig sind, der Gaußschen Normalverteilung unterliegen und deren Verteilungsfunktionen an allen Referenzpunkten gleich sind. Damit weisen alle Phasenschwankungen die Streuung σ auf. Die maximal zulässige Abweichung des Referenzsignals 1 an zwei verschiedenen Referenzpunkten umfasst sowohl die Phasenschwankungen als auch den Phasenversatz im Mittel²

$$\Delta\mu + 5\sigma \leq \Delta t_{\max}. \quad (1,22)$$

Damit ist eine Überschreitung des Maximalwertes Δt_{\max} zwischen zwei Referenzpunkten mit einer Wahrscheinlichkeit von $4,08 \cdot 10^{-4}$ möglich (Kap. 15.1).

² Aus den Referenzsignalen werden die Frequenzen der Kavitäten abgeleitet, die unterschiedlich sein können. Um die Auswirkungen des Phasenversatzes und der Phasenschwankungen der Referenzsignale, unabhängig von ihrer Frequenz, auf die Phasen der Kavitätensignale beurteilen zu können, werden ihre Größen in Zeit anstelle von Grad angegeben. Dies ist auch in der Literatur üblich [6, 9, 11, 13, 18-21, 25, 34].

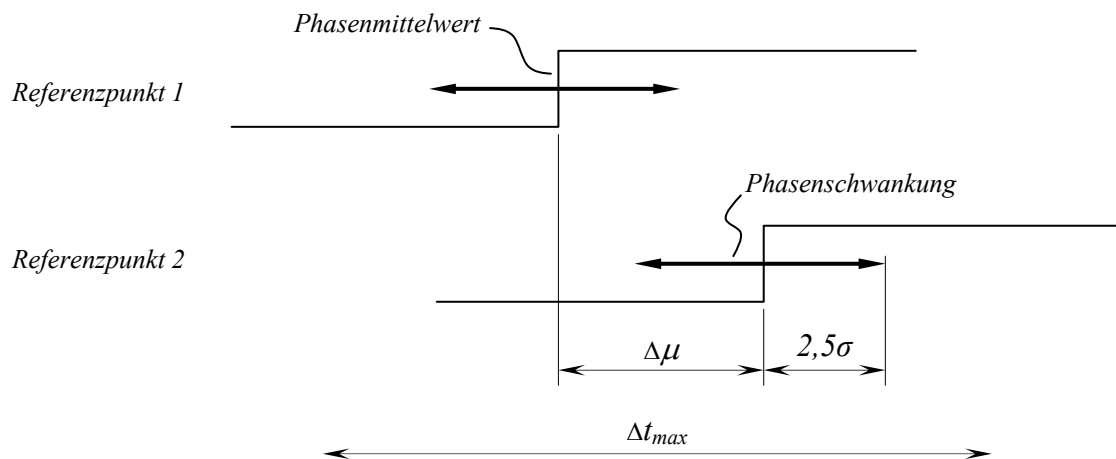


Abbildung 14 Phasenabweichung zwischen den Referenzsignalen

Es geht in dieser Arbeit darum, Referenzsignale an verschiedenen Punkten der Anlage bereitzustellen, auf die sich die Signalgeber der Kavitäten synchronisieren können. Um eine Abstimmung der elektrischen Felder mit einer Genauigkeit von einem Grad zu ermöglichen, ist es notwendig, eine Übereinstimmung der Zeitinformation an verschiedenen Referenzpunkten von besser 514 ps zu erreichen. Ziel dieser Arbeit ist es, die Genauigkeitsanforderung in Gl. (1,22) zu erfüllen.

2 Stand der Technik

Seit einigen Jahrzehnten werden in verschiedenen Forschungseinrichtungen Systeme zur Übertragung von stabilen Zeitinformationen eingesetzt [4-28]. Es gibt zwei Hauptanwendungsgebiete für die Verteilung frequenz- und phasenstabiler Signale: Teilchenbeschleuniger [4-24] und Radioteleskope [25-28]. Bei den Teilchenbeschleunigern steht die Phasenstabilität, bei den Radioteleskopen die Frequenzstabilität im Vordergrund.

Im Prinzip geht es immer darum, zentral erzeugte Schwingungen an einem oder mehreren Punkten, die räumlich getrennt sind, bereitzustellen. Die Schwingungen sollen an den Endpunkten der Systeme frequenz- und phasenstabil verfügbar sein. Gäbe es ein Übertragungsmedium, in dem sich die Geschwindigkeit der Signalübertragung nicht verändert, dann wäre die Aufgabe unproblematisch. Dem ist aber nicht so. Aufgrund von Umwelteinflüssen variieren alle Übertragungsmedien ihre Eigenschaften. Das heißt insbesondere, dass Signale mit einer über die Zeit veränderlichen Geschwindigkeit übertragen werden. Durch die nicht konstante Signalgeschwindigkeit und die damit ebenfalls nicht konstante Laufzeit verändert sich auch die Phasenlage am Endpunkt eines Systems relativ zur zentral erzeugten Schwingung und zu anderen Endpunkten. Daraus resultiert direkt eine Verschlechterung der Frequenz- und Phasenstabilität des Signals.

Daher versuchen alle Systeme zur Übertragung stabiler Zeitinformationen die Signallaufzeit konstant zu halten.

2.1 Übertragungsmedium

Wir wenden uns nun zunächst dem Hauptverursacher der Schwankungen der Signallaufzeiten zu, dem Übertragungsmedium. Referenzsignale mit einer Phasenstabilität von besser als einer Nanosekunde werden ausschließlich leitungsgebunden übertragen. Erstmals wurde 1986, primär aus Kostengründen, dafür plädiert, optische Standard Single Mode Fasern (SMF) für die Übertragung von Referenzsignalen zu verwenden [15]. Ab diesem Zeitpunkt setzte sich die optische Übertragung auf breiter Front durch [6-28]. Vorher wurden zur Übertragung von phasenstabilen Signalen Koaxialkabel verwendet (exemplarisch [4-5]). Neuentwicklungen in diesem Bereich gibt es heute nur noch für kurze Distanzen, d.h. $\ll 1$ km, bei denen die Laufzeiten und damit auch die Laufzeitschwankungen gering sind [29], oder für Unterverteilung am Ende einer optischen Strecke [11]. In einer SMF verändert sich die Signallaufzeit bei Schwankungen der Temperatur, verglichen mit einem einfachen Koaxial-Kabel, relativ wenig [27]. Es gibt spezielle Koaxial-Kabel, die ein ähnliches Temperaturverhalten wie SMF aufweisen, dafür aber um zwei Größenordnungen teurer sind, was [15] wohl dazu bewegt hat SMF einzusetzen. Weitere Vorteile der Übertragung über SMF sind die niedrige Dämpfung, die Unempfindlichkeit gegenüber elektromagnetischen Störungen und eine sehr niedrige Dispersion. Es gibt noch eine besondere Ausführung einer Monomodefaser, die so genannte phasenstabile optische Faser (PSOF), die in einigen Systemen verwendet wird [16-17, 21-27]. Dieser Kabeltyp weist eine deutlich niedrigere Temperaturabhängigkeit in Bezug auf seine Laufzeit auf. Sie liegt um etwa eine Größenordnung niedriger als bei konventionellen SMF-Kabeln, dafür liegt aber der Kabelpreis um etwa zwei Größenordnungen darüber, was bei mehreren Übertragungsstecken den Preis des Gesamtsystems vervielfacht. PSOF ist das Übertragungsmedium mit der niedrigsten Abhängigkeit der Laufzeit von der Temperatur, d.h. es verursacht auch die niedrigsten Phasenschwankungen bei der Übertragung, was grundsätzlich günstig ist.

In dem in dieser Arbeit vorgestellten System werden konventionelle SMF verwendet. Das verwendete Wellenlängen-Multiplex-Verfahren (DWDM) ist nur in Kombination mit Monomodefasern denkbar. Der Einsatz von PSOF wurde aus Kostengründen und aufgrund des Umstands, dass es derzeit nur einen Lieferanten [22, 30-31] weltweit gibt, verworfen.

2.2 Methoden der Phasenstabilisierung

Es werden zwei grundsätzlich unterschiedliche Ansätze verfolgt, um frequenz- und phasenstabile Referenzsignale zu übermitteln:

- a) Der Ansatz einer *passiven Phasenstabilisierung* besteht darin, alle Komponenten des Übertragungssystem daraufhin zu optimieren, möglichst stabile Laufzeiten aufzuweisen, um so auf eine aktive Regelung verzichten zu können [21-25, 29].
- b) Dem gegenüber steht der Ansatz der *aktiven Phasenstabilisierung*. Hier werden alle auftretenden Laufzeitschwankungen über eine Regelung kompensiert [6-20, 26].

2.2.1 Passiver Ansatz

Die realisierten Systeme mit *passiver Phasenstabilisierung* verwenden alle PSOF, um minimale Laufzeitschwankung auf der Übertragungsstrecke zu gewährleisten. [21-23] legt diese Kabel zusätzlich noch in isolierte Kabelwannen, in denen sich Wasser befindet, das auf $27 \pm 0,1^\circ\text{C}$ temperiert wird. So werden die Laufzeitschwankungen bei 400 m Kabellänge über Tage auf unter 1 ps reduziert. Da auch die optischen Sender und Empfänger Phasenverschiebungen in Abhängigkeit von der Temperatur aufweisen, wurden spezielle Sender und Empfänger entwickelt, die eine sehr geringe Temperaturabhängigkeit aufweisen [22]. Der Vorteil liegt darin, dass keine Kontrolle der Signallaufzeiten erfolgen muss. Der betriebene Aufwand ist aber dennoch sehr groß.

Das Ziel des in dieser Arbeit vorgestellten Systems ist es, phasensynchrone Referenzsignale an verschiedenen Orten bereitzustellen. Um dies mit *passiver Phasenstabilisierung* zu erreichen, müssten die zentral erzeugten Schwingungen über gleich lange Fasern zu den Endpunkten gesendet werden. Gleich lange Fasern von 1 km Länge in der Praxis herzustellen ist schwierig, da 1 cm Längenunterschied schon einen Laufzeitversatz von etwa 50 ps bedeutet. Außerdem ist unklar, wie mechanische Beanspruchungen der Kabel, z.B. bei der Verlegung, und Alterung die Laufzeiten im Anschluss noch verändern.

Aufgrund dieser Überlegungen und der sehr hohen Kosten kommt ein System mit *passiver Phasenstabilisierung* nicht in Betracht.

2.2.2 Aktiver Ansatz

Bei Systemen, die den Ansatz einer *aktiven Phasenstabilisierung* verfolgen, wird die Veränderung der Laufzeit ermittelt und über eine Regelung kompensiert [6-20, 26]. Diese Systeme lassen sich nach ihren Methoden in drei Gruppen einteilen.

2.2.2.1 Methode 1

Methode 1 [6-15] ist hauptsächlich mit konventionellen Mitteln realisierbar. Das Grundprinzip ist in [6] ausführlich beschrieben. Es wird ein Referenzsignal in Form einer Sinusschwingung generiert. Dieses Signal wird in einem Sender auf einen optischen Träger aufmoduliert und auf die Übertragungsstrecke gegeben (Abbildung 15). Das Signal wird entweder elektrisch am Referenzgenerator oder optisch am Ausgang des Senders abgegriffen und einem Phasendetektor zugeführt. Im zweiten Fall ist noch eine optisch/elektrische Umsetzung notwendig. Das optische Signal durchläuft die Übertragungsstrecke und wird an deren Ende teilweise dem Empfänger zugeführt. Der andere Teil trifft auf einen Spiegel und wird von diesem reflektiert. Dieser Teil des Signals durchläuft die Übertragungsstrecke ein zweites Mal in entgegengesetzter Richtung. Kurz vor dem Sender wird es ausgekoppelt, optisch/elektrisch umgesetzt und ebenfalls dem Phasendetektor zugeführt. Der Phasendetektor misst nun einen Phasenwert. Verändert sich die Signallaufzeit der Strecke, dann verändert sich auch die gemessene Phase. Mit diesem System lässt sich also feststellen, ob die Phase am Ausgang des Systems sich verändert und wie groß die Phasenverschiebung ist. Um die Phase am Ende der Übertragungsstrecke konstant zu halten, wird ein Phasenschieber in die Übertragungsstrecke eingebaut. Jede Veränderung der gemessenen Phasenlage wird mit Hilfe des Phasenschiebers kompensiert, so dass die Phase am Systemausgang stabilisiert wird. Als Phasenschieber wird häufig eine zusätzliche Faser, die sich in einem Ofen befindet, verwendet. Über die Ofentemperatur kann deren Laufzeit eingestellt werden [6-10, 12-13]. Auch gebräuchlich sind elektrische Delays [11] und elektrische Phasenschieber [14-15].

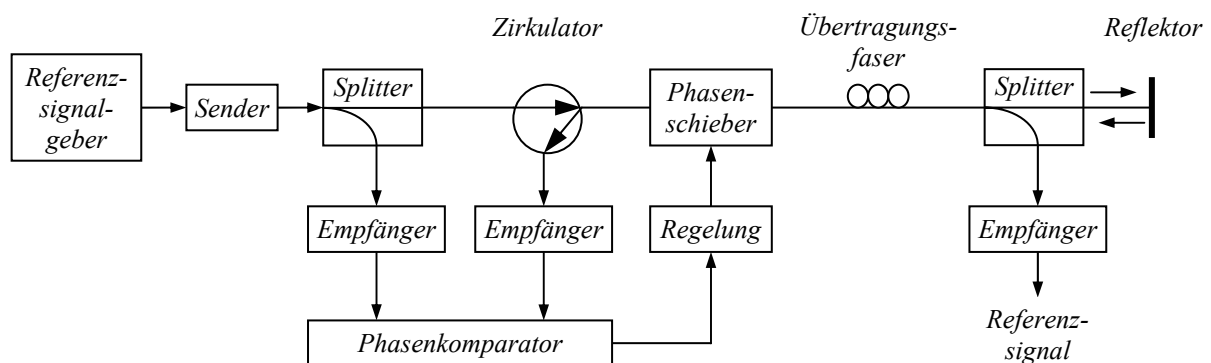


Abbildung 15 Systemaufbau Methode 1

Der Nachteil dieses Funktionsprinzips ist die große Dämpfung (ca. 15 dB [6, S. 14]), die sowohl der Teil des optischen Signals erfährt, der den Empfänger erreicht, als auch der Teil, der reflektiert wird. Durch die große Dämpfung werden die Empfänger des Systems nicht optimal ausgesteuert, was sich negativ auf den Signal-Rausch-Abstand auswirkt und zu kurzzeitigen Phasenschwankungen (Jitter) führt. Dies beeinträchtigt zum einen direkt die Qualität der Phasenstabilität des übertragenen Signals, und zum anderen wird die Phasendetektion ungenauer, was zu Störungen der *aktiven Phasenstabilisierung* und damit indirekt zu Phaseninstabilitäten führt.

2.2.2.2 Methode 2

Bei Methode 2 [16-17, 26] geht man das Problem der großen Dämpfung von Methode 1 an. Hierzu wird ein Wellenlängen-Multiplex-Verfahren eingesetzt, mit dem es möglich ist, auf zwei relativ weit auseinander liegenden Wellenlängen Signale bidirektional zu übertragen (Coarse Wavelength Division Multiplex CWDM). Die Trennung der beiden Signale erfolgt mit Hilfe optischer Multiplexer, die sich am Anfang und am Ende der Übertragungsstrecke befinden (Abbildung 16). Das Referenzsignal wird auf einer Wellenlänge von $1,3\text{ }\mu\text{m}$ gesendet. Es erfährt wenig Dämpfung, da das Signal für den Phasenvergleich schon vorher elektrisch ausgekoppelt wurde und keine Aufteilung des Signals zwecks Teilreflexion vor dem Empfänger stattfindet. Stattdessen wird die komplette Signalleistung dem Empfänger am Ende der Übertragungsstrecke zugeführt. Dieser wandelt das optische in ein elektrisches Signal um. Anschließend wird es aufgeteilt. Der eine Teil dient als Referenzsignal, der andere wird mit Hilfe eines zusätzlichen Senders auf die Wellenlänge $1,5\text{ }\mu\text{m}$ moduliert und auf der gleichen Faser zurückgesendet. Am Anfang der Übertragungsstrecke wird das rücklaufende Signal einem Empfänger zugeführt, der es nach der optisch/elektrischen Umsetzung dem Detektor zum Phasenvergleich übergibt. Die auftretenden Laufzeitschwankungen werden mit Hilfe von elektrischen oder optischen Phasenschiebern kompensiert.

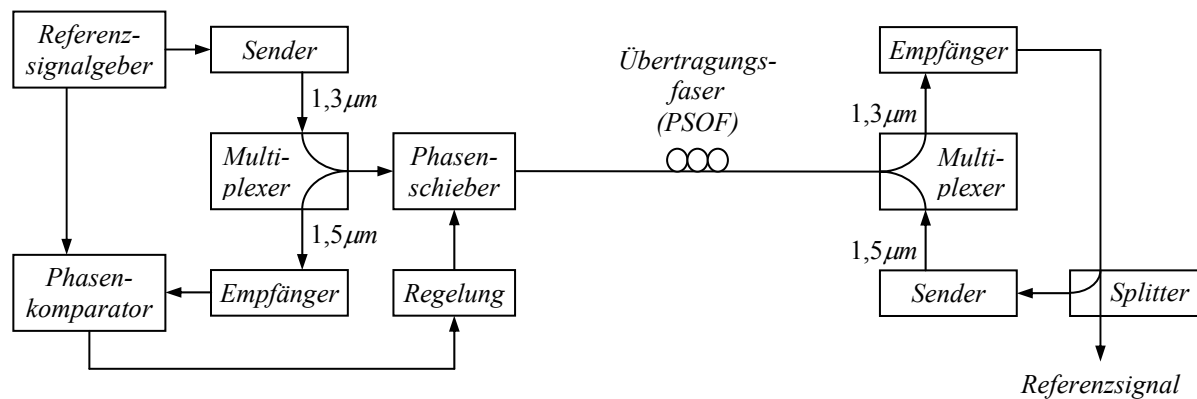


Abbildung 16 Systemaufbau Methode 2

Damit steigt die Signalqualität beträchtlich, aber es treten auch neue Fehlerquellen auf. Aufgrund höherer Signalpegel am Empfänger und daraus resultierenden, größeren Signal-Rausch-Abständen wird die Kurzzeitstabilität des Referenzsignals besser, und auch der Phasedetektor profitiert von der bessern Signalqualität. Aber im Gegensatz zu einem Spiegel wird der Sender, der das Signal zurückschickt, auch Phasenschwankungen [17] unterliegen, was wiederum zu einer fehlerhaften Phasenkorrektur und damit zu Langzeitdriften führen wird. Außerdem sind bei kommerziell erhältlichen CWDM-Systemen die Wellenlängen der Sender nicht stabilisiert, d.h. Schwankungen der Wellenlänge des Lasers von mehreren nm sind möglich. Daraus resultieren wiederum Veränderungen der Laufzeit und schlussendlich Langzeitdriften der Referenzphase.

2.2.2.3 Methode 3

Hier [18-20] werden optische Pulse mit einer Länge von 100 bis 500 fs übertragen (Abbildung 17). Die Frequenz der Pulserzeugung beträgt 0 bis 100 kHz. Am Ende der Übertragungsstrecke werden die Pulse teilweise reflektiert. Der nicht reflektierte Teil wird auf einen Empfänger geleitet. Da eine Pulsfolge im Zeitbereich ein Spektrum aufweist, das aus einer Reihe von Spektrallinien besteht, deren Abstand untereinander der Grundfrequenz der Pulsfolge entspricht, bietet das System nun die Möglichkeit, über einen Bandpassfilter eine der Spektrallinien auszuwählen. Somit stehen eine Reihe von Sinusschwingungen zur Verfügung, deren Frequenzen ein Vielfaches von 100 kHz betragen. Zur Laufzeitstabilisierung werden hinter dem Sender sowohl das vor- und als auch das rücklaufende optische Signal ausgekoppelt. Beide Signale werden über jeweils einen Empfänger einem Korrelator zugeführt. Über den Korrelator lassen sich Veränderungen der Laufzeit feststellen. Die Stabilisierung der Laufzeit erfolgt mit Hilfe eines Fiber Stretchers, der sich vor der Übertragungsstrecke befindet. Ein Fiber Stretcher besteht aus einer Rolle SMF, auf die mechanische Spannung ausgeübt werden kann. Durch die mechanische Spannung verändert sich die Laufzeit.

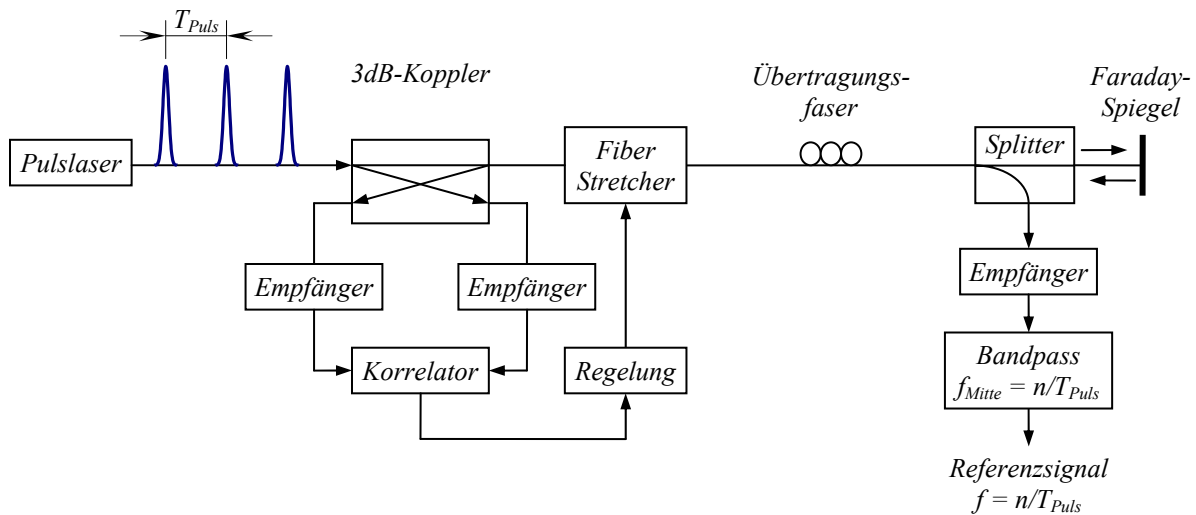


Abbildung 17 Systemaufbau Methode 3

Dieses Verfahren bietet eine gute Kurzzeitstabilität bei hohen Frequenzen (> 1 GHz). Zur Übertragung niedrigerer Frequenzen ist es nicht gut geeignet, da nur Sinussignale verfügbar sind, die bei 100 kHz für unsere Anwendung zu große Phasen- und damit Zeitschwankungen aufweisen. Außerdem ist der Phasenhub eines Fiber-Stretchers sehr begrenzt, da die auf die Faser wirkende Spannung nicht so hoch werden darf, dass die Dämpfung stark ansteigt (Kap. 9.1.1). Typischerweise sind Veränderungen der Laufzeit in einem Fiber-Stretcher von weniger als 100 ps möglich, was nicht ausreicht, um im hier entwickelten System die Laufzeitänderungen der Übertragungsstrecken zu kompensieren³.

³ Diese Technik wird in Linearbeschleunigern eingesetzt, deren Umgebungstemperaturen mit hoher Genauigkeit (z.B. ± 1 K) auf einer Betriebstemperatur gehalten werden, so dass nur sehr geringe Laufzeitschwankungen in den Übertragungsfasern auftreten.

2.3 Kritik am Stand der Technik und Innovationen dieser Arbeit

Im vorigen Kapitel wurde beschrieben, welche Systeme zur Übermittlung von stabilen Zeitinformationen bisher entwickelt wurden. Nun soll erläutert werden, welcher Unterschied in der Zielsetzung zum hier vorgestellten Verfahren besteht und inwieweit die bereits bekannten Methoden zur Erreichung des hier gesetzten Ziels geeignet sind. Den Defiziten der bekannten Methoden werden die entsprechenden Verbesserungen des neuen Systems gegenübergestellt.

In dieser Arbeit geht es in erstere Linie darum, phasensynchrone Referenzsignale an verschiedenen räumlich getrennten Punkten bereitzustellen. Phasen- und Frequenzstabilität, die das primäre Ziel der bekannten Systeme darstellen, sind nur eine Folge dieser Zielsetzung. Im Gegensatz zu den meisten herkömmlichen Systemen sind die bereitgestellten Referenzsignale nicht identisch mit den Kavitätensignalen. Die Referenzsignale sind stattdessen die Bezugsgröße der Signalgeber, die die eigentlichen Kavitätensignale erzeugen. Der Grund für diese Verfahrensweise ist, dass die Frequenzen und Phasen der verschiedenen Synchrotron-Kavitäten bei FAIR teilweise sehr stark voneinander abweichen und sich während der Beschleunigung mitunter sehr schnell verändern (Frequenzrampen), während bei Linearbeschleunigern und Elektronensynchrotrons die Kavitäten mit einer konstanten Frequenz betrieben werden. Dort genügt es also, eine einzige Frequenz phasenstabil zu übertragen, was technisch machbar ist, wohingegen die phasenrichtige Übertragung von Signalen mit variabler Frequenz sehr schwierig erscheint. Daher wurde entschieden, phasensynchrone Referenzsignale als eine einheitliche Grundlage für die Synchronisierung bereitzustellen.

Aus der Literatur ist kein System bekannt, dessen Aufgabe es ist, phasensynchrone Referenzsignale zu verteilen.

Im Folgenden wird erörtert, warum die existierenden Systeme nicht besonders für die hier geforderte Funktionalität geeignet sind und welche Verbesserungen das neu entwickelte Verfahren bringt. Ein System mit *passiver Phasenstabilisierung* kommt aus den schon erwähnten Gründen nicht in Betracht (Kap. 2.2.1). Das in dieser Arbeit entwickelte System arbeitet mit einer *aktiven Phasenstabilisierung*. Die folgenden Ausführungen beziehen sich daher auf diesen Systemtyp.

2.3.1 Langzeitdriften

Langzeitdriften spielen bei den bekannten Systemen in der Regel eine untergeordnete Rolle (Ausnahme [9]). Diese sind auch unerheblich, wenn es nur darum geht, eine hohe Phasenstabilität zu erzielen. Auch die Frequenzstabilität wird nicht stark beeinflusst, wenn sich die Phase kontinuierlich und langsam, d.h. über Tage, um 10 bis 100 ps verschiebt [25]. Bei dem in dieser Arbeit entwickelten System sollen hingegen möglichst geringe Langzeitdriften der Phasen zwischen zwei Referenzpunkten auftreten, da sonst die Synchronisierung der Phasen beeinträchtigt wäre. Das Problem der Langzeitdriften wird durch zwei Maßnahmen angegangen.

Eine Ursache für Langzeitdriften sind die optischen Sender. Sie verursachen Phasenschwankungen [6, 11, 17, 21]. Es ist notwendig, von einem Punkt aus Taktsignale zu verteilen. Erreicht werden soll die Synchronisierung der Phasen an den Systemendpunkten. Wird nun das Taktsignal mit der Methode 1 so verteilt, dass jeweils ein optischer Sender pro Über-

tragungsstrecke eingesetzt wird, dann wirken sich die unterschiedlichen Phasenschwankungen der Sender direkt negativ auf die Synchronisierung der Phasen aus. Es gibt den Ansatz, die Ausgangsphasen der Sender mit Hilfe einer Regelung konstant zu halten [12-13], was aber sehr aufwendig ist. Auch Methode 2 löst das Problem nicht, da der Sender für das rücklaufende Signal ebenfalls Phasenschwankungen verursacht, die zu Fehlkorrekturen der Phase führen. Daher wird in dem hier vorgestellten System nur ein Sender pro Signal eingesetzt und das optische Signal über einen Splitter auf die verschiedenen Übertragungswege verteilt. Durch diese Maßnahme sind die Phasenschwankungen des Senders in allen Endpunkten gleich groß und stören so nicht die Synchronisierung der Phasen. Maßnahmen zur Phasenstabilisierung des Senders sind damit nicht notwendig. So wurde bisher nur in einem System zur *passiven Phasenstabilisierung* verfahren [22].

Neu ist der Ansatz, in einem System mit *aktiver Phasenstabilisierung* nur eine Sendeeinheit einzusetzen, und die Erkenntnis, dass deren Phaseninstabilität prinzipbedingt kein Problem für die Synchronisierung der Referenzphasen darstellt.

Die zweite Ursache für Phasendriften sind Fehleinschätzungen der Laufzeit. Wird ein Phasendetektor oder Korrelator pro Zweig verwendet, dann verursacht dessen systematischer Messfehler eine nicht korrekte Phasenregelung der Strecke. Im Allgemeinen ist davon auszugehen, dass die systematischen Fehler, die auch von der Temperatur abhängen [17], in allen Zweigen unterschiedlich sein werden. Dies führt zu Fehlern der Phasensynchronisation. Im hier entwickelten System wird daher nur eine einzige Messeinrichtung verwendet, um die Laufzeit aller Zweige zu kontrollieren. Deren systematischer Messfehler ist in allen Zweigen gleich groß und damit irrelevant bei der Phasensynchronisierung.

Eine wesentliche Neuerung ist die Verwendung nur einer Messeinrichtung zur Kontrolle der Signallaufzeiten aller Übertragungsstrecken (Patentanmeldungen, Kap. 2.4).

2.3.2 *Messsignal = Referenzsignal*

Ein weiteres Problem besteht darin, dass fast alle bekannten Methoden nicht darauf ausgelegt sind, niederfrequente Signale zu übertragen. In dem hier vorgestellten System ist es aber notwendig, ein Signal mit einer Frequenz von ungefähr 100 kHz zu übertragen. Versucht man dies mit den Methoden 1 und 2, dann müsste der Phasendetektor eine Genauigkeit von wesentlich besser $0,1^\circ$ aufweisen, um eine Phasenstabilisierung von besser einer Nanosekunde zu erreichen, was praktisch schwer umsetzbar ist. [12-13] löst das Problem, indem das niederfrequente Signal auf das hochfrequente Referenzsignal aufmoduliert wird. Hierzu wird eine Phasenmodulation verwendet. Aufgrund der zu erwartenden Verschlechterung des hochfrequenten Signals wurde dieses Verfahren nicht in Erwägung gezogen. In dieser Arbeit wird das Problem durch den Einsatz von DWDM (Dense Wavelength Division Multiplex) gelöst. Anstatt das Referenzsignal zur Kontrolle der Laufzeit zu verwenden, wird auf einem separaten optischen Kanal die Signallaufzeit gemessen. Damit ist es unerheblich, welcher Art das Referenzsignal ist, da beliebige Messsignale verwendet werden können und so wesentlich genauere Messungen möglich sind. Im Gegensatz zu Methode 3 lassen sich mit diesem System auch Rechtecksignale mit 100 kHz übertragen, was deren Zeitschärfe erheblich erhöht.

Der Einsatz eines separaten Messkanals zur Kontrolle der Signallaufzeit ist bisher nicht bekannt (Patentanmeldungen, Kap. 2.4).

2.3.3 *Übertragung mehrerer Zeitsignale*

Die bisher bekannten Systeme können nur ein Signal phasenstabil übertragen. Zur Ansteuerung der Signalgeber sind aber zwei Referenzsignale notwendig. Auch hier kommt DWDM zum Einsatz. Jedes Signal wird auf einer unterschiedlichen optischen Wellenlänge gesendet, und die Phasen werden hinter den Empfängern synchronisiert. Grundsätzlich ist es möglich, noch weitere vollkommen unabhängige Signale auf zusätzlichen DWDM-Kanälen zu übertragen.

Bislang ist die Verwendung von DWDM zur Übertragung mehrerer Zeitsignale noch nicht beschrieben worden (Patentanmeldungen, Kap. 2.4).

2.3.4 *Begrenztheit des Phasenhubs*

Üblicherweise werden zur Phasenkorrektur der Signale verschiedene Phasenschieber eingesetzt, deren Stellbereich begrenzt ist [6, S. 12]. Zur Phasenstabilisierung reicht dies, um die auftretenden Schwankungen der Laufzeit zu kompensieren. Für die Synchronisierung von Referenzsignalen mit einer Frequenz von ungefähr 100 kHz ist dies jedoch nicht ausreichend, da die Phasen um mehrere Mikrosekunden verschoben werden müssen. Daher wurde ein neues Verfahren zur Phasenkorrektur entwickelt. Die eigentlichen Referenzsignale werden von DDS-Einheiten (Direct Digital Synthesis) aus den übermittelten Systemtaktten abgeleitet und dabei in der Phase korrigiert, wobei es keine Begrenzung der Phaseinstellbarkeit gibt. Es wird vermutet, dass in den Systemen nach Methode 2 PSOF als Übertragungsmedium verwendet wird, damit der notwendige Phasenhub nicht zu groß wird. Dieser Grund für den Einsatz von PSOF entfällt in dem hier entwickelten System.

Ein Verfahren, das mit Hilfe von DDS-Modulen Laufzeitschwankungen kompensiert und Phasen synchronisiert, ist aus der Literatur nicht bekannt (Patentanmeldungen, Kap. 2.4).

2.3.5 *Dämpfung*

Die Verluste an Leistung von ca. 15 dB in Methode 1 sowohl des zu übertragenden Signals als auch des rücklaufenden Signals resultieren daraus, dass mehrere optische Koppler in die Strecke eingefügt sind [6, S. 14]. Dies ist notwendig, um einen Teil des Sendesignals zur Kontrolle der Signallaufzeit abzuzweigen. Durch den Einsatz von DWDM entfällt dies, da die zu übertragenden Systemtakte nicht zur Kontrolle der Laufzeit herangezogen werden. Die DWDM-Bauteile, mit denen die Systemtakte und das Messsignal ein- und ausgekoppelt werden, verursachen nur geringe Verluste, so dass die Gesamtdämpfung nur 4 dB gegenüber 15 dB bei Methode 1 beträgt.

2.3.6 *Kosten und Verfügbarkeit der eingesetzten Komponenten*

Da es in dieser Arbeit darum geht, ein praxistaugliches System für FAIR zu entwerfen, spielen die Kosten und die Verfügbarkeit der eingesetzten Komponenten eine wesentliche Rolle. Grundsätzlich kann man die bekannten Systeme in zwei Fraktionen unterteilen. Fraktion 1 setzt nur Standardkomponenten ein [6-15] und Fraktion 2 verwendet auch spezielle Komponenten [16-26]. Die eingesetzten speziellen Komponenten bieten in der Regel technische Vorzüge, aber auch den Nachteil, dass sie typischerweise teuer sind und ihre Verfügbarkeit kritisch ist. Ein Beispiel ist die phasenstabile Faser PSOF. Sie kostet je nach

Ausführung 60.000 bis 150.000 €/km und wird nur von einem Hersteller weltweit gefertigt. Demgegenüber gibt es eine große Anzahl von Anbietern der SMF-Kabel, die in etwa 1.000 €/km kosten. Hier scheint also der Einsatz von SMF in Verbindung mit einer größeren Investition in Regelungstechnik, womit ja auch eine gute Phasenstabilisierung möglich ist [6-15], weit sinnvoller, als sich von einer speziellen Komponente abhängig zu machen, deren zukünftige Verfügbarkeit unsicher ist. Damit scheiden neben den passiv stabilisierten Systemen auch die aktiv stabilisierten, die nach Methode 2 arbeiten, aus [16-17, 26]. Ganz so klar ist der Fall bei Methode 3 nicht, aber der Einsatz von Lasern, die Pulse von 100 bis 500 fs Länge abgeben können, ist ebenfalls kostspielig und diese Laser können auch nicht zu den Standardkomponenten gezählt werden.

Der in dieser Arbeit entstandene Prototyp verwendet ausschließlich Komponenten, die vielfach in der Telekommunikation und der Messtechnik eingesetzt werden. Daher sind sie kostengünstig und vermutlich auch auf lange, wenigstens aber auf mittlere Sicht verfügbar.

Außerdem werden die Kosten gegenüber anderen Systemen, die Standardkomponenten einsetzen, noch dadurch reduziert, dass das System nur eine Sendeeinheit und eine Messeinrichtung aufweist.

2.4 Patentanmeldungen

Bevor wesentliche Elemente dieser Arbeit patentiert wurden [32-33], führte die mit der Patentanmeldung beauftragte Anwaltskanzlei eine Patentrecherche durch, um sicher zu stellen, dass es sich um ein neues und damit auch patentierbares Verfahren handelt. Die Patentanwaltskanzlei kam zu dem Ergebnis, dass das hier vorgestellte Verfahren bisher weder patentiert noch in einer Veröffentlichung beschrieben wurde. Insbesondere wurden die folgenden Punkte als neu herausgestellt:

- a) Die Verwendung nur einer Messeinrichtung zur Kontrolle der Signallaufzeiten aller Übertragungsstrecken (Kap. 2.3.1).
- b) Der Einsatz eines separaten optischen Messkanals (Kap. 2.3.2).
- c) Die Verwendung von DWDM zur Übertragung mehrerer Zeitsignale (Kap. 2.3.3).
- d) Die Kompensation von Laufzeitschwankungen mit DDS-Modulen (Kap. 2.3.4).

3 Systementwurf

3.1 Grundüberlegungen

In diesem Kapitel geht es um grundsätzliche Überlegungen für ein System, mit dem phasensynchrone Taktsignale verteilt werden können, im Allgemeinen und für das hier entwickelte System im Speziellen.

3.1.1 Zeit, Frequenz und Phase

Eine periodische Schwingung mit konstanter Frequenz kann als Zeitinformation aufgefasst werden. Ihre Periodendauer T stellt die Zeiteinheit der Information dar. Bezieht man in die Betrachtung die Phase mit ein, so können einem bestimmten Phasenwert diskrete Zeitwerte zugewiesen werden. In Abbildung 18 werden der Phase Null einer Sinusschwingung diskrete Zeitwerte zugewiesen. Die Zeitwerte beziehen sich auf einen Startwert, der in diesem Beispiel den Wert Null hat.

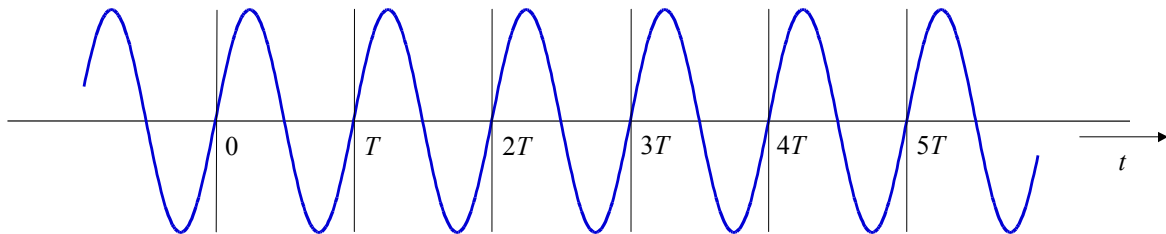


Abbildung 18 Zeitinformation

Allgemein kann gesagt werden, dass die Zeitinformation einer periodischen Schwingung t_i als eine diskrete Größe aufgefasst werden kann, die von der Schwingungsfrequenz f und einem Startpunkt mit zugehörigem Startwert t_{Start} abhängt. Im Falle des obigen Beispiels ergibt sich für

$$t_i = t_{Start} + \frac{n}{f} \quad n \in \mathbb{N}. \quad (3,1)$$

Ist es möglich, eine zweite Schwingung mit gleicher Frequenz und Phase zu erzeugen, dann kann diese dieselbe Zeitinformation liefern, was das Ziel dieser Arbeit ist. Damit zwei phasengleiche Schwingungen tatsächlich identische Zeitinformationen bereitstellen, muss bei beiden der gleiche Startpunkt gewählt und die gleiche Startzeit gesetzt werden. Um den Startpunkt zu bestimmen, muss eine zusätzliche Information geliefert werden. Dies kann über eine zweite Schwingung f_2 geschehen, die ein bestimmtes Verhältnis zur ersten Schwingung f_1 aufweist

$$f_1 = m \cdot f_2 \quad \begin{array}{l} m \in \mathbb{N} \\ m > 1. \end{array} \quad (3,2)$$

Dadurch, dass die Periodendauer der zweiten Schwingung ein Vielfaches größer ist als die der ersten, tritt regelmäßig eine Zeitmarke auf, mit Hilfe derer ein Startpunkt bestimmt werden

kann. Die möglichen Startpunkte sind definiert als der jeweils erste Phasennulldurchgang von Zeitsignal 1 nach jedem Phasennulldurchgang von Zeitsignal 2. Der Abstand dieser beiden Punkte beträgt immer eine halbe Periodendauer des ersten Zeitsignals. In Abbildung 19 sind die Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Zeitsignale zusammenfassend dargestellt, wobei die Signalform nicht zwingend rechteckförmig sein muss.

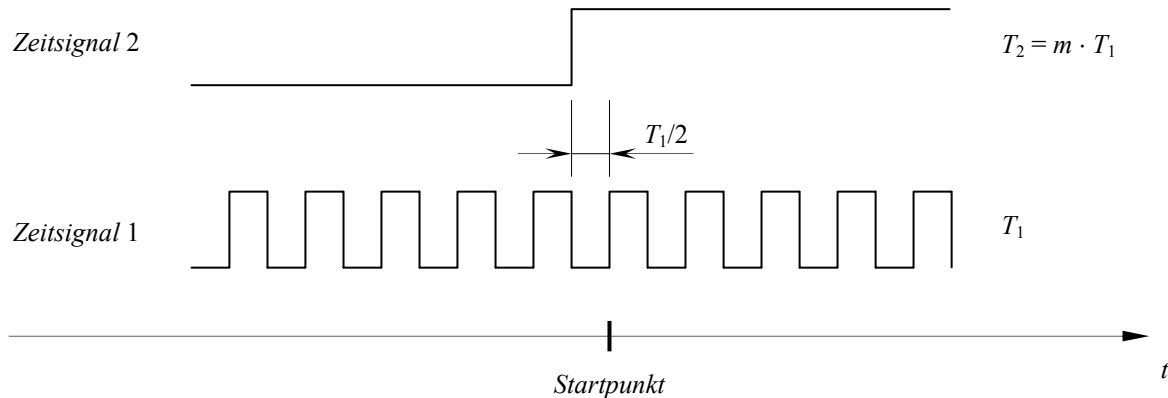


Abbildung 19 Zeitsignale

Soll nun ein Prozess zeitlich genau ausgeführt werden, dann können in dem Zeitintervall T_2 vor dem Startpunkt die Prozessbefehle übertragen und verarbeitet werden, um sie dann ab dem Startpunkt zu den diskreten Zeitpunkten $n \cdot T_1$ auszuführen. T_2 muss dabei so groß gewählt werden, dass sowohl die Übertragung als auch die Verarbeitung der Befehle möglich ist, bevor der Startpunkt erreicht ist

$$T_2 > \tau_B + t_V \quad (3,3)$$

τ_B *Zeitdauer der Befehlsübertragung*
 t_V *Zeitdauer der Befehlsverarbeitung.*

Damit muss keine Synchronisierung der Befehlsübermittlung mit dem Zeitsignal 1 erfolgen, was bei hohen Frequenzen technisch kaum machbar ist. Die beschriebene Vorgehensweise wird als Resynchronisation bezeichnet, weil die Steuerbefehle asynchron zum Zeitsignal 1 übertragen, anschließend aber synchron zum Zeitsignal 1 ausgeführt werden.

Das Verfahren der Resynchronisation bietet den Vorteil, dass der Vorgang der Übertragung und der Verarbeitung von Befehlen nur auf das niederfrequente Zeitsignal 2 synchronisiert werden muss und damit zeitunkritisch ist. Gleichzeitig können diese Befehle aber mit hoher zeitlicher Genauigkeit synchron zum Zeitsignal 1 ausgeführt werden.

Im hier entwickelten System treten zwei Zeitinformationen auf, die jeweils aus zwei Signalen bestehen. Einmal die Referenzzeit, die in Form von zwei Referenzsignalen den Signalgebern zur Verfügung gestellt wird, und die Systemzeit, die dazu genutzt wird, die Referenzzeit zu generieren.

3.1.2 Referenzzeit

Die Referenzzeit besteht aus zwei Schwingungen, die an verschiedenen, räumlich getrennten Punkten phasensynchron bereitgestellt werden sollen, um die Signalgeber der Kavitäten zu synchronisieren

<i>Referenzsignal 1</i>	$T_{Ref,1} = 20 \text{ ns}$	$f_{Ref,1} = 50 \text{ MHz}$
<i>Referenzsignal 2</i>	$T_{Ref,2} = 10,24 \text{ } \mu\text{s}$	$f_{Ref,2} = 97,65625 \text{ kHz}$

Da die Signalgeber nach dem DDS-Prinzip arbeiten, ist ein phasensynchroner Betrieb der Kavitäten auch bei der Erzeugung frequenzvariabler Signale möglich. Dies ist z.B. bei der Beschleunigung der Ionen notwendig (Kap. 1.2).

3.1.3 Systemzeit

Die Systemzeit besteht ebenfalls aus zwei Schwingungen, die für die Generierung der Referenzzeit notwendig sind

<i>Systemtakt 1</i>	$T_{Sys,1} = 5 \text{ ns}$	$f_{Sys,1} = 200 \text{ MHz}$
<i>Systemtakt 2</i>	$T_{Sys,2} = 10,24 \text{ } \mu\text{s}$	$f_{Sys,2} = 97,65625 \text{ kHz}$

Nachdem nun beschrieben wurde, welcher Gestalt die Zeitinformationen sein können und in dem hier entwickeltem System sind, wird im nächsten Kapitel die Notwendigkeit eines einheitlichen Zeitbezugs erläutert.

3.1.4 Einheitlicher Zeitbezug

Ziel dieser Arbeit ist es, phasensynchrone Taktsignale an weit auseinander liegenden Referenzpunkten bereitzustellen. Eine wesentliche Voraussetzung für die Synchronisation der Phasen der Referenzsignale ist, dass deren Frequenzen im Mittel identisch sind. Wäre dies nicht der Fall, so würden sich Phasenlagen gegeneinander verschieben und eine dauerhafte Phasenübereinstimmung an zwei verschiedenen Referenzpunkten könnte nicht erreicht werden. Praktisch bedeutet dies, dass alle Referenzsignale von einem zentralen Takt abgeleitet werden müssen.

Theoretisch könnten zwar freilaufende Oszillatoren an den Referenzpunkten phasensynchrone Signale erzeugen, dazu müssten sie aber absolut in ihrer Frequenz übereinstimmen. Dies ist nur mit sehr hohem Aufwand annähernd zu realisieren. Würde beispielsweise eine Rubidium-Uhr verwendet, die zu den Atomfrequenznormalen zählt, könnte die relative Frequenzabweichung an zwei Referenzpunkten in der Größenordnung von 10^{-10} liegen [35, S. 42]. Dieser an sich gute Wert würde in weniger als 6 Sekunden zu einer Phasenverschiebung von 514 ps führen, was unserer Toleranzgrenze für die Phasenabweichung entspricht. Es gibt zwar auch noch genauere Uhren wie Cäsium- und H-Maser-Frequenznormale, aber auch diese lösen das grundsätzliche Problem nicht. Die Phasen werden sich nur langsamer gegeneinander verschieben.

These 1: Zwei Schwingungen können nur dann über einen längeren Zeitraum einen konstanten Phasenversatz aufweisen, wenn ihre Frequenzen identisch sind oder in einem ganzzahligen Verhältnis zueinander stehen. Dies bedeutet in einem realen System, dass beide Schwingungen einen gemeinsamen Zeitbezug haben müssen.

In dieser Arbeit ist als einheitlicher Zeitbezug ein Frequenznormal an einem zentralen Ort der Anlage vorgesehen. Von diesem Frequenznormal, das die Systemzeit vorgibt, leiten sich alle im System verwendeten Frequenzen ab.

Um dies zu erreichen, müssen die Referenzsignale an den verschiedenen Referenzpunkten mit der Systemzeit gekoppelt werden. Zu diesem Zweck werden von dem Frequenznormal zwei Taktsignale abgeleitet, die die Systemzeit repräsentieren (Kap. 3.1.3). In dieser Form wird die Systemzeit über die zentralen Elemente des hier entwickelten Systems, die „Sendeeinheit“ und die „Verteilung“, den dezentralen Elementen, den „Referenzgeneratoren“, zugeführt. Die Referenzgeneratoren leiten aus den empfangenen Taktsignalen die Referenzsignale ab, die somit einen gemeinsamen Zeitbezug haben.

3.1.5 Synchronisation

Im vorigen Kapitel wurde herausgearbeitet, dass die Referenzsignale eine gemeinsame Zeitbasis haben müssen, damit eine dauerhafte Phasenübereinstimmung an den Referenzpunkten erreicht werden kann. In unserem System wird daher die Systemzeit leitungsgebunden von einem zentralen Punkt aus an die Stellen verteilt, an denen die Referenzsignale benötigt werden. Nun stellt sich die Frage, ob nicht einfach die in Form von Taktsignalen, im Folgenden Systemtakte genannt, übertragene Systemzeit direkt als Referenzsignal genutzt werden kann. Das Problem hierbei liegt darin, dass die Leitungslängen unterschiedlich sind. Aus diesem Grund wird die Phasenlage der Systemtakte nach der Übertragung an allen Endpunkten unterschiedlich sein. Die Systemtakte sind nach der Übertragung nicht phasensynchron.

Das gälte auch dann, wenn man versuchen würde, die Leitungen physisch auf eine einheitliche Länge anzupassen. Dieses Unterfangen wäre in der Praxis sehr schwierig durchzuführen, da die Leitungslänge zwar in etwa die Signallaufzeit vorgibt, nicht aber exakt. Abweichungen in Aufbau und Material der Leitung verursachen unterschiedliche Signallaufzeiten, die bei einen Kilometer langen Leitungen größer als unsere Toleranzgrenze von 514 ps sein können. Problematischer ist aber, dass die Signallaufzeiten, selbst wenn es bewerkstelligt werden könnte, diese zu einem Zeitpunkt durch Anpassung der Längen abzugleichen, abhängig sind von Umwelteinflüssen. Temperatur und mechanische Spannungen, die auf die Leitungen wirken, verändern deren Signallaufzeiten in unterschiedlicher Weise.

These 2: Da die Signallaufzeiten der Systemtakte in den Leitungen zeitvariant sind, müssen die Phasen der Referenzsignale, die aus den Phasen der ankommenden Systemtakte abgeleitet werden, an den unterschiedlichen Referenzpunkten abhängig von den aktuellen Signallaufzeiten korrigiert werden.

Der notwendige Phasenabgleich der Referenzsignale erfolgt nach dem in Abbildung 20 dargestellten Grundprinzip. Zunächst gehen wir von nur einem Referenzpunkt aus.

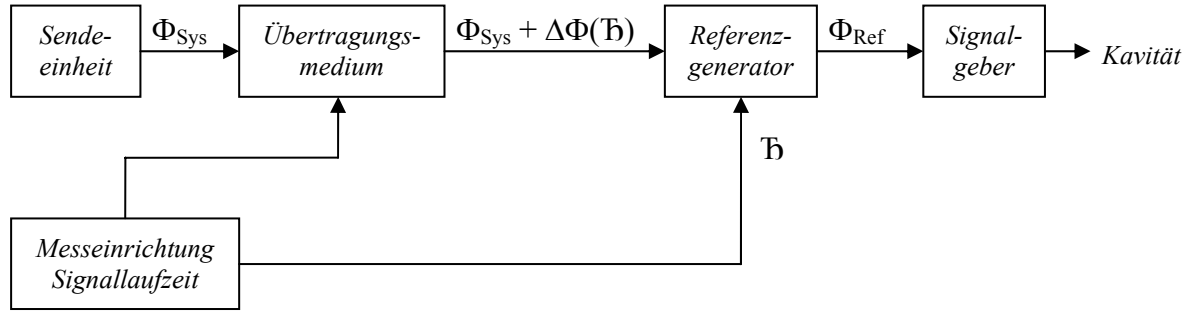


Abbildung 20 Phasenabgleich der Referenzsignale an einem Referenzpunkt

Die Sendeeinheit sendet die Systemtakte über ein Übertragungsmedium zum Referenz-generator. Dieser ist in der Lage, die Phasen der von ihm erzeugten Referenzsignale in Bezug auf die Phasen der bei ihm anliegenden Systemtakte zu verschieben. Vor der Übertragung weisen die Systemtakte die Phasenlagen

$$\Phi_{\text{Sys}} = \begin{pmatrix} \varphi_{\text{Sys},1} \\ \varphi_{\text{Sys},2} \end{pmatrix} \quad (3,4)$$

auf. Nach der Übertragung werden die Phasen der Systemtakte um die Werte

$$\Delta\Phi(\mathcal{H}) = \begin{pmatrix} \Delta\varphi_1(\tau_1) \\ \Delta\varphi_2(\tau_2) \end{pmatrix} \quad (3,5)$$

in Abhängigkeit von den Signallaufzeiten

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \tau_1 \\ \tau_2 \end{pmatrix} \quad (3,6)$$

verschoben. Mit Hilfe einer Messeinrichtung werden genau diese Signallaufzeiten ermittelt und an den Referenzgenerator gesendet. Im Referenzgenerator liegen nun die Informationen über die Phaselage der Systemtakte nach der Übertragung und über die Signallaufzeiten, die zu diesen Phasenlagen geführt haben, vor. Mit Hilfe dieser Informationen ist es in einem ersten Schritt möglich, die Phasenverschiebung durch die Zeitverzögerung der Übertragungsstrecke zu ermitteln und in einem zweiten Schritt die Phasen der Referenzsignale so anzupassen, dass die Phasenverschiebung aufgehoben wird. Die Phasen der Referenzsignale sind damit nicht mehr abhängig von den Signallaufzeiten

$$\Phi_{\text{Ref}} = \begin{pmatrix} \varphi_{\text{Ref},1} \\ \varphi_{\text{Ref},2} \end{pmatrix} \neq f(\mathcal{H}), \quad (3,7)$$

sondern nur noch von der Phase der Systemtakte vor der Übertragung

$$\Phi_{\text{Ref}} = f(\Phi_{\text{Sys}}). \quad (3,8)$$

Sendet man nun die Systemtakte an mehrere Referenzgeneratoren und wendet das beschriebene Verfahren an, dann sind alle Referenzsignale an den verschiedenen Referenzpunkten nur noch von der Phase der Systemtakte vor der Übertragung abhängig

$$\{\Phi_{\text{Ref},1}, \Phi_{\text{Ref},2}, \dots, \Phi_{\text{Ref},N}\} = f(\Phi_{\text{Sys}}). \quad (3,9)$$

Diese Phase ist also der Bezugspunkt aller Referenzgeneratoren, und somit ist ein Phasenabgleich aller Referenzsignale möglich

$$\Phi_{\text{Ref},1} = \Phi_{\text{Ref},2} = \dots = \Phi_{\text{Ref},N}. \quad (3,10)$$

In Abbildung 21 ist dargestellt, wie die Systemtakte von der Sendeeinheit aus auf die verschiedenen Zweige zu den Referenzgeneratoren übertragen werden. Es entsteht ein sternförmiges Netz. In jedem Zweig dieses Netzes müssen Messungen der Signallaufzeiten durchgeführt werden, um die Korrekturdaten für die Referenzgeneratoren zu liefern. Dies muss regelmäßig geschehen, da die Signallaufzeiten sich mit der Zeit durch Umwelteinflüsse verändern und neue Korrekturdaten ermittelt werden müssen.

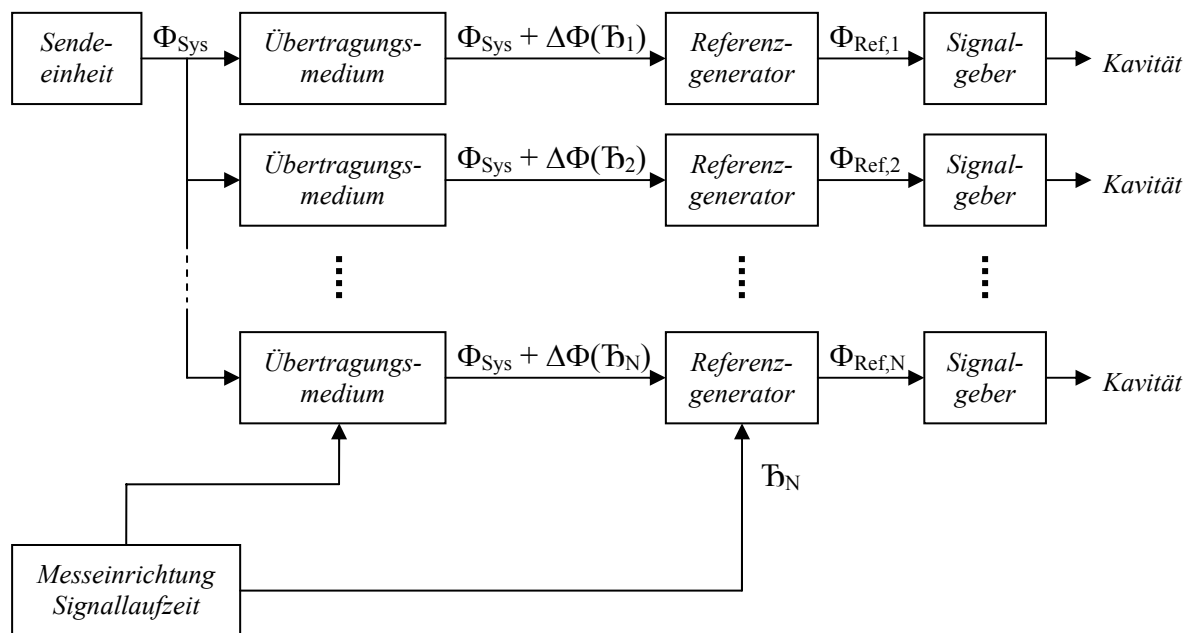


Abbildung 21 Phasenabgleich zwischen verschiedenen Referenzpunkten

Nachdem nun das Grundprinzip der Phasensynchronisation der Referenzsignale erläutert wurde, wenden wir uns in den folgenden Unterkapiteln noch einigen Details des in Abbildung 21 dargestellten Systems zu.

Die Aufgabe der Referenzgeneratoren ist es, phasensynchrone Referenzsignale mit der in Kap. 1.5 spezifizierten Genauigkeit zu erzeugen (Abbildung 21). Dazu müssen sie in der Lage sein, aus den ihnen zugeführten Systemtaktungen die Referenzsignale abzuleiten und deren Phasenlage mit Hilfe der ebenfalls zugeführten Signallaufzeit zu korrigieren.

Da im Allgemeinen nicht davon ausgegangen werden kann, dass die Laufzeiten auf verschiedenen Übertragungswegen identisch sind⁴, werden alle Signale über den gleichen Weg zu jeweils einem Referenzgenerator gesendet (Abbildung 21). Das bedeutet, dass beide Taktsignale und das für die Laufzeitbestimmung notwendige Messsignal über eine gemeinsame Leitung laufen. Es muss also ein Multiplex-Verfahren angewandt werden.

Grundsätzlich ist nicht davon auszugehen, dass die Signallaufzeit in der Sendeeinheit konstant ist, d.h. die Phase des optischen Ausgangssignals weist keinen gleich bleibenden Versatz zur Phase des elektrischen Eingangssignals auf⁵. Würde man nun pro Übertragungszweig eine Sendeeinheit einsetzen, dann würden deren Laufzeitschwankungen die Phasensynchronisierung der Referenzsignale stören. Aus diesem Grunde wird nur eine Sendeeinheit für alle Übertragungszweige eingesetzt, anstelle von einer Sendeeinheit pro Zweig (Abbildung 21). Die Systemtakte werden hinter der Sendeeinheit sternförmig auf die Übertragungszweige verteilt. Mit diesem Ansatz sind Veränderungen der Signallaufzeit in der Sendeeinheit irrelevant, da sie in allen Systemzweigen Phasenverschiebungen in der gleichen Richtung bewirken und somit keinen Einfluss auf den Phasenabgleich der Referenzsignale haben. Dem wäre nicht so, wenn eine Sendeeinheit pro Zweig eingesetzt würde. Als positiver Nebeneffekt reduzieren sich die Kosten, wenn nicht für jeden Zweig eine Sendeeinheit eingesetzt werden muss, sondern im gesamten System nur eine einzige.

Wird zur Messung der Signallaufzeiten nur eine Messeinrichtung eingesetzt, dann sind deren systematische Fehler bei jeder Messung gleich groß (Abbildung 21). Beim Phasenabgleich spielen sie keine Rolle, da sie nicht nur die gleiche Größe, sondern auch die gleiche Richtung aufweisen. D.h. der systematische Messfehler führt dazu, dass die Phasen aller Referenzsignale gleichmäßig verschoben werden, was aber das eigentliche Ziel der Phasensynchronisierung nicht beeinträchtigt. Darüber hinaus reduziert sich der Gesamtaufwand wie bei der Sendeeinheit, wenn nicht für jeden Zweig eine Messeinrichtung gebraucht wird, sondern insgesamt nur eine.

⁴ Speziell für Standard Single Mode Fasern in einem Bündeladernkabel wurde hierzu eine Untersuchung durchgeführt [34]. Hierbei wurde festgestellt, dass auch die Temperaturabhängigkeiten der Signallaufzeiten in verschiedenen Fasern eines gemeinsamen Kabels deutlich voneinander abweichen.

⁵ Bei optischen Sendern ist die Signallaufzeit von der Temperatur abhängig [6, 11, 17, 21].

3.2 Aufgabenfelder, Problemanalyse

Nachdem im vorigen Kapitel die grundsätzliche Funktionsweise des hier entwickelten Systems erläutert wurde, werden in diesem Kapitel Aufgabenfelder zur Entwicklung eines realen Systems definiert. Diese lauten: Übertragung der Systemzeit, Laufzeitmessung und Generierung der Referenzzeit. In diesem Zusammenhang werden jeweils auch die auftretenden Probleme analysiert, die relevanten Systemparameter ermittelt und deren Auswirkungen auf das Gesamtsystem beschrieben. Im darauf folgenden Kapitel sind die Abhängigkeiten aller zu optimierenden Systemparameter zusammenfassend dargestellt. Am Schluss werden die Schnittstellen festgelegt, und es wird ein Überblick über den Systemaufbau gegeben. Alle Phasenschwankungen werden als Zeitschwankungen interpretiert, deren Kenngröße der quadratische Mittelwert t_j ist (Kap. 5.3.5). Sind die Schwankungen rein zufällig und normalverteilt, dann stellen sie deren Standardabweichung dar.

3.2.1 Übertragung der Systemzeit

Die Systemtakte (Kap. 3.1.3) werden über ein sternförmiges Kommunikationsnetz verteilt (Abbildung 21). Da die Übertragung über eine gemeinsame Leitung erfolgen muss, ist ein Multiplexverfahren notwendig (Kap. 3.1.5). Störungen bei der Übertragung bewirken in der Regel zusätzliche Phasenschwankungen der Systemtakte $t_{j, \text{Sys, Trans}}$, aus denen die Referenzsignale abgeleitet werden. Grundsätzlich ist also davon auszugehen, dass die Phasenschwankungen der Systemtakte Auswirkungen auf die Phasenschwankungen der Referenzsignale σ haben⁶, die nach der Genauigkeitsanforderung (1,22) klein zu halten sind. Es ist also ein großer Störabstand anzustreben. Zwei Störungsarten sind zu erwarten:

- a) Rauschen
- b) Übersprechen vom jeweils anderen Systemtakt und dem Messsignal.

Mit Signalen sind sowohl die Systemtakte als auch das Messsignal gemeint. Im Folgenden soll immer von den Störabständen gesprochen werden. Dies sind der Signal-Rausch-Abstand $SNR_{\text{Sys, Trans}}$ und die Übersprechdämpfung $\alpha_{\text{ü, Sys, Trans}}$. Sie sollen möglichst groß sein, um die Phasenschwankungen der Systemtakte klein zu halten.

$$\left. \begin{array}{l} SNR_{\text{Sys, Trans}} \rightarrow \max \\ \alpha_{\text{ü, Sys, Trans}} \rightarrow \max \end{array} \right\} \Rightarrow t_{j, \text{Sys, Trans}} \rightarrow \min \quad (3,11)$$

3.2.2 Laufzeitmessung

Wie in Kap. 3.1.5 beschrieben, benötigen die Referenzgeneratoren die Laufzeitinformationen, um die Phasen der Referenzsignale zu synchronisieren. Je genauer die Laufzeiten ermittelt werden, desto genauer lassen sich die Phasen abgleichen. Laufzeitmessungen erfolgen immer mittels eines Messsignals, das über die Leitung geschickt und am Ende der Übertragungsstrecke reflektiert wird. Durch einen Vergleich des gesendeten mit dem nach der Reflexion wieder empfangenen Signal ist grundsätzlich eine Bestimmung der Laufzeit möglich. Je besser die Qualität des empfangenen Signals ist, desto besser sind auch die Voraussetzungen

⁶ Es wird sich am Ende der Untersuchungen zeigen, dass die Schwankungen der Referenzphase näherungsweise der Gaußschen Normalverteilung unterliegen.

für die Messung. Daher gilt es, wie in Kap. 3.2.1 beschrieben, einen möglichst großen Signal-Rausch-Abstand $SNR_{Mess,Trans}$ und eine große Übersprechdämpfung $\alpha_{ü,Mess,Trans}$ zwischen Systemtakten und Messsignal zu erreichen, um die durch die Übertragung verursachten Phasenschwankungen des Messsignals $t_{j,Mess,Trans}$ zu minimieren.

$$\boxed{\begin{matrix} SNR_{Mess,Trans} \rightarrow \max \\ \alpha_{ü,Mess,Trans} \rightarrow \max \end{matrix}} \Rightarrow t_{j,Mess,Trans} \rightarrow \min \quad (3,12)$$

Durch die Minimierung der Phasenschwankungen wird der Fehler τ_F aller bekannten Messverfahren verkleinert.

$$\boxed{t_{j,Mess,Trans} \rightarrow \min \Rightarrow \tau_F \rightarrow \min} \quad (3,13)$$

Je kleiner der Messfehler bei der Laufzeitbestimmung ist, desto genauer wird der Phasenabgleich der Referenzsignale, was zu einer Minimierung der mittleren Zeitabweichung $\Delta\mu$ zwischen den Referenzpunkten führt.

$$\boxed{\tau_F \rightarrow \min \Rightarrow \Delta\mu \rightarrow \min} \quad (3,14)$$

Wenn entsprechend günstige Rahmenbedingungen geschaffen sind, muss ein für das Übertragungssystem geeignetes Messverfahren ausgewählt werden.

3.2.3 Generierung der Referenzzeit

Die Referenzgeneratoren erzeugen die Referenzsignale (Kap. 3.1.2). Sie lassen sich durch folgende Eigenschaften charakterisieren:

- 1) Größe des Stellbereichs der Phase des Referenzsignals t_{SB}
- 2) Schrittweite, in der die Phase eingestellt werden kann t_S
- 3) Genauigkeit der Phaseeinstellung t_G
- 4) Phasenschwankungen, die im Referenzgenerator entstehen σ_{RG} .

Absolut wesentlich ist, dass der Bereich, in dem die Phase verschoben werden kann, so groß ist, dass ein Phasenabgleich in jedem Falle möglich ist. D.h. eine Verschiebbarkeit von mindestens 360° ist erforderlich, wobei Phasensprünge im Betrieb vermieden werden müssen, um den Signalgeber nicht mit Fehlinformationen (z.B. zwei Taktflanken anstelle von einer) zu versorgen. Interpretiert man die Phase als Zeitinformation, dann sind in unserem konkreten Fall Zeitverschiebungen von bis zu 20 ns bei Referenzsignal 1 und $10,24 \mu s$ bei Referenzsignal 2 notwendig (Kap. 3.1.2). Wenn wir davon ausgehen, dass der Phasenstellbereich der Referenzsignale ausreichend groß ist und die exakten Signallaufzeiten der Systemtakte bekannt sind, dann hängt die Abweichung der Referenzzeiten an zwei verschiedenen Referenzpunkten von den oben stehenden Eigenschaften 2 bis 4 ab (Kap. 1.5)

$$\Delta t = f(t_S, t_G, \sigma_{RG}). \quad (3,15)$$

Hierbei ist die in der Genauigkeitsanforderung enthaltene mittlere Abweichung der Zeit $\Delta\mu$ eine Funktion der Schrittweite t_S und der Genauigkeit t_G der Zeitverschiebung

$$\Delta\mu = f(t_S, t_G). \quad (3,16)$$

Dagegen werden die Zeitschwankungen σ in der Genauigkeitsanforderung (1,22) unter der Annahme, dass die Systemtakte keinen Jitter aufweisen, alleine vom Referenzgenerator σ_{RG} bestimmt

$$\sigma = \sigma_{RG}. \quad (3,17)$$

Dabei wird davon ausgegangen, dass die Schwankungen, die im Referenzgenerator entstehen, auch zufällig und normalverteilt sind. Im Folgenden wird nun geklärt, wie groß die Werte für die Schrittweite und die Genauigkeit, mit der die Referenzzeit eingestellt werden kann, sowie für die Zeitschwankung maximal sein dürfen. Zur Schrittweite der Phaseinstellung ist zu sagen (Eigenschaft 2), dass es Verfahren gibt, die eine kontinuierliche Einstellung der Phase erlauben, aber auch solche, die die Phase nur in diskreten Schritten verändern können. Im letzteren, häufig anzutreffenden Fall muss die Schrittweite der Zeitverschiebung t_S gleich oder kleiner sein als die maximal zulässige Abweichung zwischen zwei Referenzpunkten Δt_{\max} , um die Forderung (1,22) in jedem Betriebsfall einzuhalten

$$t_S \leq \Delta t_{\max} \quad t_G = 0 \quad \wedge \quad \sigma_{RG} = 0. \quad (3,18)$$

Diese Einschränkung ist notwendig, da jeder Referenzgenerator nur diskrete Phasenwerte erzeugen kann, die in ihrer Lage von der Phase der ankommenden Systemtakte abhängen. In Abbildung 22 sind die möglichen Nulldurchgänge der Phasen, die die Zeitinformation darstellen (Kap. 3.1.1), an zwei Referenzpunkten skizziert. In den Referenzgeneratoren werden die möglichen Phasenlagen der erzeugten Signale so gewählt, dass ihre Nulldurchgänge dem Soll-Nulldurchgang $\varphi_{Null,Soll}$ möglichst nahe kommen. So kann der mittlere Zeitversatz $\Delta\mu$ nicht größer als die Schrittweite t_S werden, wodurch die Aussage im Ausdruck (3,18) bestätigt wird. In Abbildung 22 wurde zur Veranschaulichung die Schrittweite t_S genauso groß gewählt wie die maximal zulässige Abweichung Δt_{\max} .

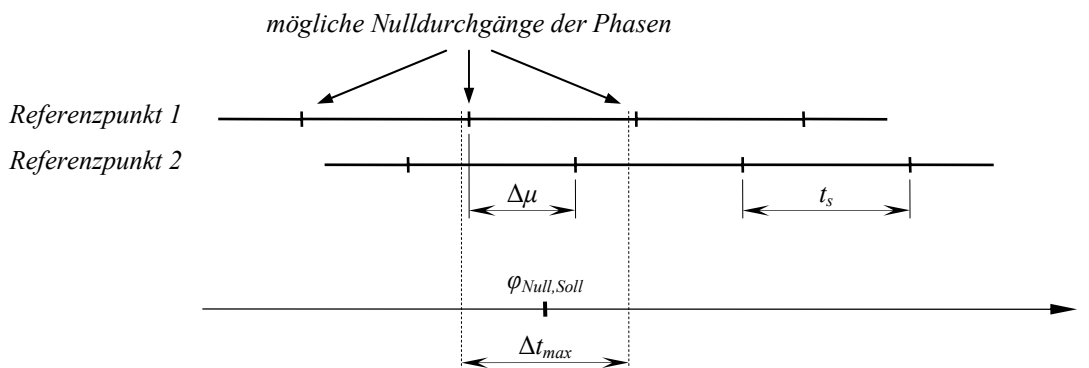


Abbildung 22 Auswirkung der Schrittweite t_S auf den Zeitabgleich

Für die Genauigkeit der Einstellung der Referenzzeit (Eigenschaft 3) gilt

$$t_G \leq \frac{\Delta t_{\max}}{2} \quad t_S = 0 \quad \wedge \quad \sigma_{RG} = 0. \quad (3,19)$$

Unter dieser Bedingung kann es alleine aufgrund von Ungenauigkeiten der Phaseneinstellung nicht zu einer unzulässig großen mittleren Phasenabweichung $\Delta\mu$ kommen. In Abbildung 23 ist dargestellt, wie die Zeit und damit die Phasen an zwei Referenzpunkten $\varphi_{Null,Ist,1}$ und $\varphi_{Null,Ist,2}$ von der Soll-Phase $\varphi_{Null,Soll}$ um die Zeit t_G abweichen können.

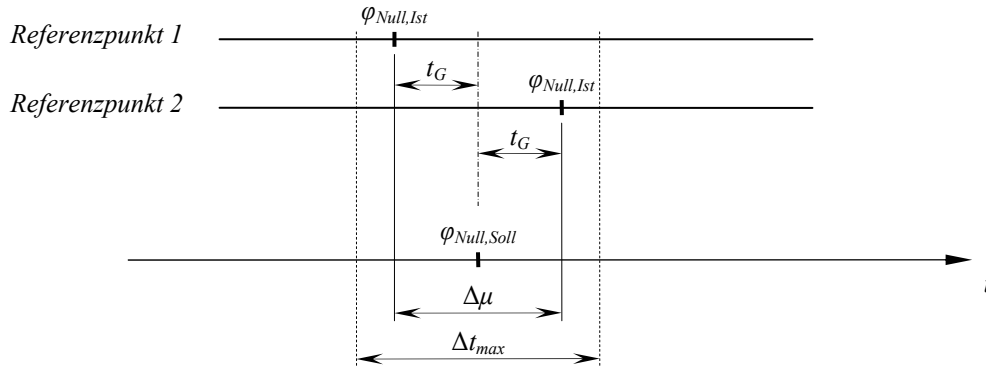


Abbildung 23 Auswirkungen der Genauigkeit der Einstellung t_G auf den Zeitabgleich

Die von den Referenzgeneratoren erzeugten Zeitschwankungen (Eigenschaft 4) unterliegen nach der Genauigkeitsanforderung (1,22) und Gl. (3,17) der absoluten Beschränkung

$$\sigma_{RG} \leq \frac{\Delta t_{\max}}{5} \quad t_S = 0 \quad \wedge \quad t_G = 0. \quad (3,20)$$

Da sich die maximalen Zeitabweichungen einfach addieren, kann man zusammenfassend

$$t_S + 2t_G + 5\sigma_{RG} \leq \Delta t_{\max} \quad (3,21)$$

schreiben, was nach den Spezifikationen in Kap. 1.5

$$t_S + 2t_G + 5\sigma_{RG} \leq 514 \text{ ps} \quad (3,22)$$

bedeutet. Um eine möglichst gute Übereinstimmung der Zeit an zwei verschiedenen Referenzpunkten zu erzielen, müssen also die Schrittweite, die Einstellgenauigkeit und der Jitter des Referenzgenerators minimiert werden.

$$\left. \begin{array}{l} t_S \rightarrow \min \\ t_G \rightarrow \min \\ \sigma_{RG} \rightarrow \min \end{array} \right\} \Rightarrow \Delta t \rightarrow \min \quad (3,23)$$

3.2.4 Optimierungsparameter

In den vorhergehenden Kapiteln wurden die Aufgabenfelder dargestellt, die bei der Entwicklung zu bearbeiten sind. Dabei wurden auch die zu optimierenden Systemparameter genannt und ihre Abhängigkeiten voneinander teilweise aufgezeigt. In diesem Kapitel werden nun alle betrachteten Optimierungsparameter zusammengefasst und ihre Abhängigkeiten voneinander dargestellt.

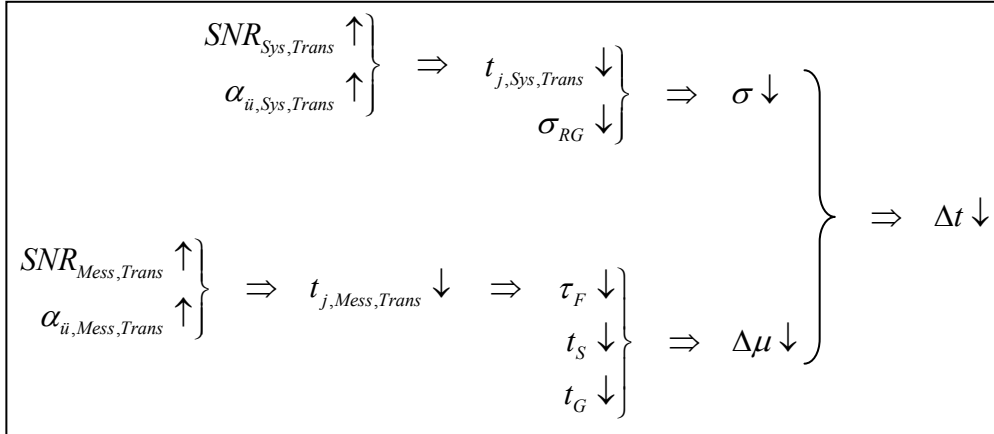


Abbildung 24 Übersicht und Abhängigkeiten der Optimierungsparameter

Die Signal-Rausch-Abstände $SNR_{Sys,Trans}$ und die Übersprechdämpfungen $\alpha_{ü,Sys,Trans}$ sollen bei der Übertragung der Systemtakte möglichst groß sein, damit ihnen nur geringe Phasenschwankungen $t_{j,Sys,Trans}$ hinzugefügt werden (Abbildung 24 oben). In Verbindung mit niedrigen Jitterwerten der Referenzgeneratoren σ_{RG} werden so die Phasenschwankungen der Referenzsignale σ minimiert. Ebenso wie bei der Übertragung der Systemtakte soll auch das Messsignal, welches die Übertragungsstrecke durchläuft und über eine Reflexion am Ende der Strecke wieder zur Messeinrichtung gelangt, möglichst niedrige Phasenschwankungen $t_{j,Mess,Trans}$ aufweisen (Abbildung 24 unten). Um dies zu erreichen, müssen auch hier ein großer Signal-Rausch-Abstand $SNR_{Mess,Trans}$ und große Übersprechdämpfungen $\alpha_{ü,Mess,Trans}$ erreicht werden. Die niedrigen Phasenschwankungen des Messsignals führen zu kleineren Fehlern bei der Laufzeitbestimmung τ_F . In Verbindung mit einer hohen Auflösung t_S und Genauigkeit t_G der Phaseinstellung der Referenzsignale lassen sich die Referenzphasen gut aufeinander abgleichen. D.h. die mittlere zeitliche Abweichung zwischen zwei Referenzpunkten $\Delta\mu$ wird minimiert.

Durch die Optimierung der Phasenschwankungen σ und der mittleren Abweichung der Referenzsignale $\Delta\mu$ wird nach der Genauigkeitsanforderung (1,22) auch die Gesamtabweichung zwischen verschiedenen Referenzpunkten Δt reduziert, was in dieser Arbeit angestrebt wird.

Im Rahmen dieser Arbeit besteht keine Notwendigkeit, die Phasenschwankungen der Systemtakt- und Messsignal-Quellen zu minimieren. Die Systemtakte und die Messsignale werden von ausgewählten, kommerziell erhältlichen Frequenzgeneratoren erzeugt, deren Phasenschwankungen klein genug sind, um die angestrebten Genauigkeiten zu erreichen.

3.2.5 Schnittstellen, Übersicht

Bezug nehmend auf die in den Kapiteln 3.2.1 bis 3.2.3 vorgestellten Aufgabenfelder Übertragung der Systemzeit, Laufzeitmessung und Generierung der Referenzzeit werden drei Schnittstellen definiert (Abbildung 25).

3.2.5.1 Schnittstelle 1

An Schnittstelle 1 werden die Systemtakte (Kap. 3.1.3) und ein Synchronisationssignal für die Messeinrichtung der Signallaufzeiten übergeben. Letzteres ist notwendig, da, wie in Kap. 3.1.4 beschrieben, alle im System verwendeten Frequenzen von einem einheitlichen Zeitbezug abgeleitet werden müssen. Das gilt auch für die Messsignale.

3.2.5.2 Schnittstelle 2

Nach der Verteilung und Übertragung der Systemtakte sowie der Messung der Signallaufzeiten, werden jedem Referenzgenerator zur Erzeugung phasensynchroner Referenzsignale die beiden Systemtakte und die zugehörige Laufzeit an Schnittstelle 2 übergeben.

3.2.5.3 Schnittstelle 3

Der Referenzgenerator übergibt die beiden Referenzsignale (Kap. 3.1.2) an Schnittstelle 3 dem Signalgeber.

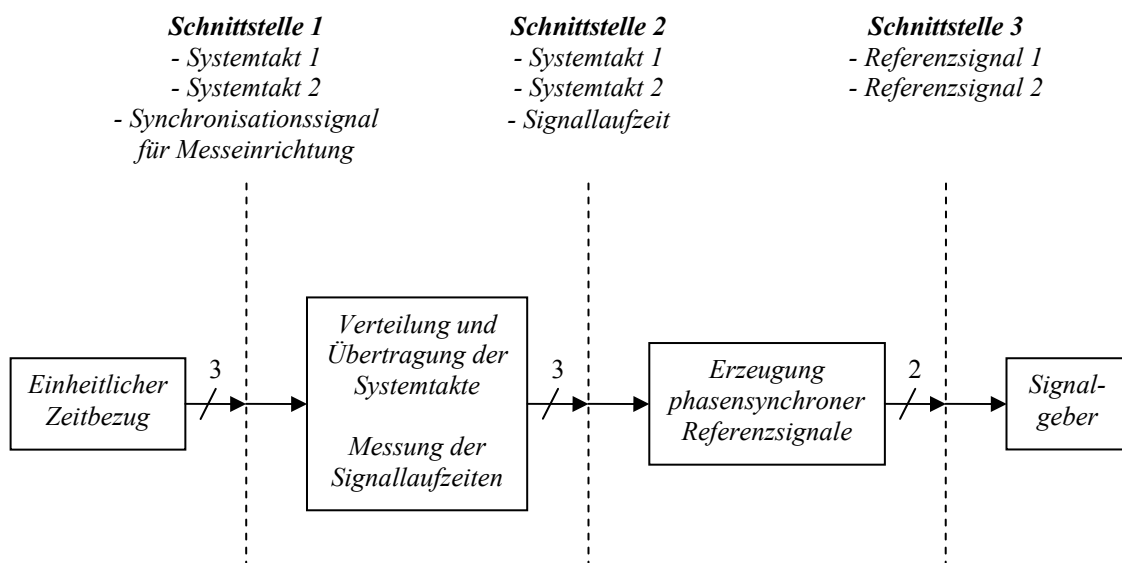


Abbildung 25 Schnittstellen des Systems

In diesem Kapitel 3.2 wurden die Aufgabenfelder Übertragung der Systemtakte, Laufzeitmessung und Generierung der Referenzsignale beschrieben. Sie liegen zwischen den Schnittstellen 1 und 3. Außerdem wurde aufgezeigt, über welche Parameter eine Optimierung der Systemfunktionalität erfolgen kann. Die abstrakte Betrachtungsweise endet hier und wir wenden uns in den folgenden Kapiteln der Realisierung des Systems zu, d.h. der technischen Umsetzung des vorgestellten, grundlegenden Konzepts.

3.3 Signalübertragung

Mit der Wahl des Übertragungsmediums und des Multiplexverfahrens werden wesentliche Randbedingungen für die Übertragung der Systemtakte und die Laufzeitmessung gesetzt. Darauf aufbauend wird in den anschließenden Kapiteln 3.4 bis 3.6 der Aufbau des hier entwickelten Systems beschrieben.

3.3.1 Wahl des Übertragungsmediums

In Kap. 3.1.5 wurde schon vorweggenommen, dass die Übertragung der Systemzeit zu den Referenzgeneratoren leitungsgebunden erfolgt. Bei der Übertragung der Systemzeit sollten die Systemtakte möglichst wenig Störungen und Verzerrungen erfahren, da dies die Zeitinformation beeinträchtigt. Außerdem sollte die Temperaturabhängigkeit der Signallaufzeit nicht zu groß sein. Unter Störungen sind Rauschen und elektromagnetische Einkopplungen zu verstehen. Signifikantes Rauschen entsteht zwar nicht im Übertragungsmedium, aber wenn es ein Signal stark bedämpft, dann muss diese Abschwächung mit Hilfe eines Verstärkers ausgeglichen werden, der wiederum eine Rauschquelle darstellt. Ein Übertragungsmedium mit niedriger Dämpfung ist also von Vorteil. Das Problem mit elektromagnetischen Einkopplungen besteht darin, dass die Systemtakte direkt von anderen Signalen überlagert und damit gestört werden können. Eine gute Abschirmung der Leitungen ist daher erforderlich. Die eingangs erwähnten Verzerrungen der Systemtakte beeinträchtigen die Auswertung der Phasen- und damit auch der Zeitinformation. Im Übertragungsmedium können diese durch Dispersion verursacht werden. Diese sollte also möglichst gering sein. Die Schwankungen der Signallaufzeiten werden zwar vom hier entwickelten System ausgeglichen, allerdings kann dies nicht beliebig schnell passieren, weswegen es von Vorteil ist, wenn die Laufzeiten sich nicht zu stark und damit auch nicht zu schnell mit der Temperatur verändern.

Günstige Eigenschaften des Übertragungsmediums sind also: eine niedrige Dämpfung, eine geringe Empfindlichkeit gegenüber elektromagnetischen Einkopplungen, eine geringe Dispersion und eine nicht zu große Änderung der Signallaufzeit über die Temperatur. Daher werden für die Übertragung der Systemzeit optische Fasern in Standard Single Mode Ausführung verwendet. Deren für unsere Betrachtung wesentlichen Eigenschaften sind:

- a) Eine sehr niedrige Dämpfung von ungefähr 0,2 dB/km bei einer Wellenlänge von 1550 nm [36, S. 80].
- b) Optische Fasern sind unempfindlich gegenüber elektromagnetischen Störungen [36, S. 5].
- c) Single Mode Fasern weisen eine sehr niedrige Dispersion von ca. 17 ps/km/K bei einer Wellenlänge von 1550 nm auf (Kap. 15.8).
- d) Die Temperaturabhängigkeit der Signallaufzeit wird unter anderem vom Aufbau des Glasfaserkabels bestimmt (Kap. 9). Es gibt standardisierte Kabeltypen mit Werten von < 80 ps/km/K.
- e) Günstiger Preis [15].
- f) Gute Verfügbarkeit, da Standardprodukt [36, S. 5].
- g) Es ist möglich, ein Wellenlängen-Multiplex-Verfahren an zuwenden.

Anhand dieser Daten kann nun leicht erläutert werden, weshalb andere Alternativen ausgeschlossen sind.

Einfache Koaxial-Kabel, d.h. Standardausführungen, haben den Nachteil, dass sie bei 200 MHz (Systemtakt 1) eine sehr große Dämpfung von über 90 dB/km aufweisen. Außerdem ist die Temperaturabhängigkeit der Signallaufzeit mit mehr als 500 ps/km/K etwa zehnmal so groß wie bei SMF in Bündeladerausführung [27]. Es gibt Koaxial-Kabel, die hinsichtlich ihrer Dämpfung und ihres Temperaturverhaltens optimiert sind und bessere Werte aufweisen, z.B. 36 dB/km für die Dämpfung und eine Temperaturabhängigkeit von 56 ps/km/K [37]. Kabel dieses Typs mit bis zu einem Meter Länge wurden bei den praktischen Untersuchungen eingesetzt, um beispielsweise die Zeit- und Messsignale den optischen Modulatoren zuzuführen. Das Temperaturverhalten dieser sogenannten phasenstabilen Koaxial-Kabel kann sogar besser sein als das von SMF, aber ihre Dämpfung ist im Gegensatz zu der von Standard Single Mode Fasern immer noch sehr hoch. So hoch, dass mit HF-Verstärkern gearbeitet werden muss, was wiederum Laufzeitdriften verursachen kann und eine zusätzliche Rauschquelle darstellt. Auch genaue Laufzeitmessungen sind aufgrund der hohen Dämpfung nur schwer zu realisieren. Weitere Nachteile sind, dass auch solche hochwertigen Kabel nicht vollständig gegenüber elektromagnetischen Einkopplungen abgeschirmt werden können und dass ihr Preis etwa zwei Größenordnungen über dem von Glasfaserkabeln liegt⁷.

Multimodefasern weisen eine erheblich höhere Dispersion als Standard Single Mode Fasern auf. Dies führt zu Signalverzerrungen und damit zu Beeinträchtigungen der zu übermittelnden Zeitinformation. Dagegen sind die Auswirkungen der Dispersion von Standard Single Mode Fasern auf Übertragungstrecken von einem Kilometer vernachlässigbar. Aufgrund ihrer relativ hohen Dispersion scheiden Multimodefasern als Übertragungsmedium aus.

Die so genannte PSOF (Phase Stabilised Optical Fiber) ist ein spezielles Kabel, das Monomode Fasern enthält, die alle oben genannten Vorteile aufweisen, deren Signallaufzeit sich aber deutlich weniger stark mit der Temperatur ändert. Von ihrem Einsatz wurde trotz dieses klaren Vorteils abgesehen, weil dieser Kabeltyp erheblich teurer und weniger gut verfügbar ist (Kap. 2.1).

Für die Übertragung der Zeitinformationen sind folglich Standard Single Mode Fasern besonders geeignet, da sie sowohl eine niedrige Dämpfung als auch eine niedrige Dispersion aufweisen, unempfindlich gegenüber elektromagnetischen Störungen sind und eine moderate Veränderung der Laufzeit bei Temperaturschwankungen aufweisen. Aus diesen Gründen werden sie auch in vielen Systemen zur Übertragung phasenstabiler Referenzsignale eingesetzt [6-15]. In dieser Arbeit ermöglicht die Verwendung von SMF zudem den Einsatz des Wellenlängen-Multiplex-Verfahrens (Kap. 3.3.2), wodurch sich wesentliche Vorteile für das System ergeben (Kap. 2.3.2 und 2.3.3).

3.3.2 Multiplexverfahren

Im vorigen Kapitel wurde erläutert, dass die Übertragung der Zeitsignale über Standard Single Mode Fasern erfolgen soll. Es ist aber nicht nur die Systemzeit zu übertragen, sondern auch ein Messsignal zur Ermittlung der Laufzeiten der Systemtakte. Damit die Laufzeit ermittelt werden kann, muss ein Messsignal die Übertragungstrecke durchlaufen und an deren Ende reflektiert werden. Das reflektierte Signal läuft zurück zur Messeinrichtung, in der

⁷ Die Kosten für ein phasenstabiles und gut abgeschirmtes Kabel liegen nach Herstellerangaben [27] und [37] bei einem Kilometer Länge zwischen 60.000 und 150.000 €.

ein Vergleich, z.B. der Phasen des hin- und rücklaufenden Signals, durchgeführt wird. Über diesen Vergleich kann die Signallaufzeit ermittelt werden.

Die technisch einfachste Lösung wäre, ein Kabel mit drei Fasern zu verwenden, um auf zweien die Systemtakte und auf dem dritten das Messsignal zu übertragen. Das Problem liegt darin, dass die Laufzeit in der Faser, über die das Messsignal übertragen wird, nur in etwa die gleiche Länge hat wie in den Fasern, auf denen die Systemtakte übertragen werden. Es kommt also zu einem systematischen Fehler, der vom Prinzip her ausgeglichen werden könnte. Untersuchungen von [34] und [14] ergaben aber, dass neben den systematischen Fehlern auch noch Abweichungen bei den Änderungen der Signallaufzeiten über die Temperatur in den verschiedenen Fasern *eines gemeinsamen* Kabels auftreten. Daher kommt es nicht in Betracht, mehrere Fasern zur Übertragung der Zeit- und Messsignale zu verwenden. Stattdessen sollen alle Signale über eine gemeinsame Faser übertragen werden. Ein Multiplexverfahren ist also notwendig.

Von einem elektrischen Multiplexverfahren wurde Abstand genommen, da anzunehmen ist, dass beim Multiplexen und De-Multiplexen zeitabhängige Verschiebungen der Phasenlagen auftreten. Damit käme es zu direkten Verfälschungen der Zeitinformationen. Außerdem würde man die Wahl des Messsignals und des Messverfahrens einschränken.

In dieser Arbeit wird daher ein für die Übertragung von Zeitinformationen neuer Ansatz gewählt. Alle Signale werden optisch gemultiplext. Dazu wird das Wellenlängen-Multiplex-Verfahren angewandt. Das bedeutet, dass jedes elektrische Signal auf einen separaten optischen Träger aufmoduliert wird. Jeder dieser Träger weist eine andere definierte Wellenlänge auf. Mit Hilfe von passiven optischen Bauteilen werden diese optischen Signale auf einer Faser zusammengeführt und nach der Übertragung wieder separiert⁸. Vorteil dieser Vorgehensweise ist, dass unvorhergesehene Phasenverschiebungen beim Multiplexen und De-Multiplexen sehr klein sind.

Dieser Ansatz für die Übertragung von Zeitsignalen ist aus der Literatur nicht bekannt, was auch durch die Recherche eines Patentanwalts belegt wurde (Kap. 2.4).

⁸ Hierbei ist zu beachten, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines optischen Signals von seiner Wellenlänge abhängt. Daher sind die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der verschiedenen optischen Signale unterschiedlich. Die daraus resultierenden Laufzeitunterschiede lassen sich aber mit ausreichender Genauigkeit bestimmen (Kap. 11.2.4) und in den Referenzgeneratoren kompensieren.

3.4 Optisches Netzwerk

Nachdem in den vorigen Kapiteln das Übertragungsmedium und das Multiplexverfahren festgelegt wurden, kommen wir nun zum Entwurf des optischen Netzwerks. Dessen Aufgabe ist es, die Systemtakte zu übertragen und die Messung ihrer Laufzeiten zu ermöglichen. Hierbei handelt es sich um die ersten beiden Aufgabenfelder, die in Kap. 3.2.1 und 3.2.2 beschrieben wurden. Zunächst wenden wir uns dem Aufbau eines Übertragungszweiges mit Messeinrichtung zu.

3.4.1 Übertragungszweig mit Messeinrichtung

Der Aufbau eines Übertragungszweiges ist in Abbildung 26 dargestellt. An Schnittstelle 1 werden die beiden (elektrischen) Systemtakte übergeben und jeweils einem optischen Sender zugeführt. Mit Hilfe der Sender werden sie auf zwei unterschiedliche optische Wellenlängen λ_1 und λ_2 aufmoduliert und in einem Multiplexer auf eine Faser zusammengeführt. Anschließend durchlaufen beide optischen Signale einen Add/Drop-Multiplexer, die Übertragungsstrecke und ein Fiber Bragg Grating (FBG). Im Demultiplexer werden die Wellenlängen wieder getrennt und zwei separaten Empfängern zugeführt. An Schnittstelle 2 stehen beide Systemtakte wieder als elektrische Signale zur Verfügung und können einem Referenzgenerator übergeben werden.

Sowohl die Systemtakte als auch das Synchronisationssignal für die Messeinrichtung werden von einem gemeinsamen Frequenznormal abgeleitet. Letzteres wird an Schnittstelle 1 dem Messsignal-Generator zur Synchronisation übergeben. Damit leiten sich die Messsignale von der gleichen Zeitbasis wie die Systemtakte ab. Bereits in Kapitel 3.1.4 wurde ein einheitlicher Zeitbezug für alle im System verwendeten Frequenzen gefordert. Schlussendlich werden mit Hilfe der Laufzeitmessung die Phasenlagen der Systemtakte nach der Übertragung bestimmt. Ein prinzipieller Fehler, der bei der Bestimmung der Phasenlage auftreten kann, wird durch den einheitlichen Zeitbezug eliminiert (Kap. 11).

Das Messsignal zur Bestimmung der Laufzeit wird auf einen dritten optischen Träger λ_M moduliert. Über einen Zirkulator wird das Messsignal dem Add/Drop-Multiplexer übergeben, der die Signale λ_1 , λ_2 und λ_M zusammenführt. Nach Durchlaufen der SMF treffen alle Signale auf den FBG. Dieser stellt einen wellenlängenselektiven Reflektor dar, der ausschließlich λ_M reflektiert und die anderen beiden Signale passieren lässt. Das Messsignal läuft nun zurück, wird im Add/Drop-Multiplexer ausgekoppelt und über den Zirkulator dem Messempfänger zugeführt. Grundsätzlich ist es so möglich, mit verschiedenen Verfahren die Signallaufzeit zu messen. Allen Messverfahren ist gemein, dass die Laufzeit durch einen Vergleich zwischen dem hin- und dem rücklaufenden Messsignal bestimmt wird. Die ermittelte Laufzeit wird an Schnittstelle 2 dem Referenzgenerator übergeben. Das in dieser Arbeit eingesetzte Messverfahren wird in Kapitel 3.5 beschrieben.

Ein wesentlicher Vorteil des Systems besteht darin, dass die Systemtakte und das Messsignal auf drei unabhängigen optischen Kanälen übertragen werden, wobei das Übersprechen zwischen diesen Kanälen in den passiven optischen Komponenten (z.B. Multiplexer) vernachlässigbar gering ist (Kap. 7.1). Demnach erreichen wir prinzipbedingt hohe und damit günstige Werte für die Übersprechdämpfungen $\alpha_{ii,Trans,Sys}$ und $\alpha_{ii,Trans,Mess}$ (Optimierungsparameter, Kap. 3.2.4).

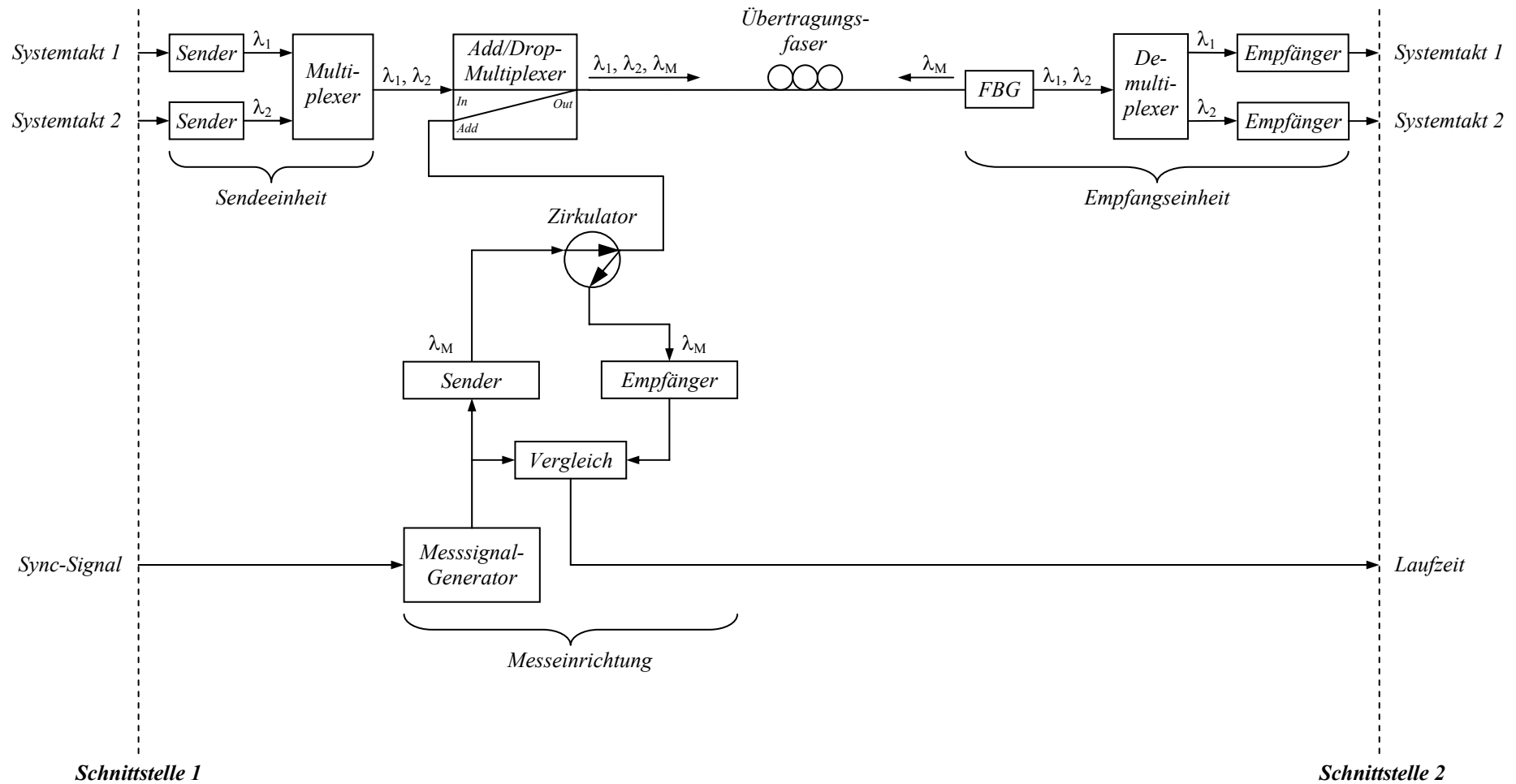


Abbildung 26 Ein Übertragungs- und Messzweig des optischen Netzwerks mit Messeinrichtung

Darüber hinaus weisen die passiven optischen Komponenten nur geringe Einfügedämpfungen auf, was dazu führt, dass sowohl die Systemtakte als auch das Messsignal mit ca. 4 dB im Vergleich zu anderen Systemen nur wenig gedämpft werden (Kap. 2.3.5). Damit sind günstige Bedingungen geschaffen, um große Signal-Rausch-Abstände bei der Übertragung der Systemtakte $SNR_{Trans,Sys}$ und des Messsignals $SNR_{Trans,Mess}$ zu erreichen. Wie in Abbildung 24 zu sehen ist (Kap. 3.2.4), wirken sich die systembedingten Vorteile reduzierend auf den durch die Übertragung verursachten Jitter der Systemtakte $t_{j,Trans,Sys}$ und des Messsignals $t_{j,Trans,Mess}$ aus.

Durch den Einsatz eines separaten optischen Kanals zur Übertragung des Messsignals wird die Bestimmung der Laufzeit von der Übertragung der Systemtakte entkoppelt. Dies ist eine wesentliche Neuerung gegenüber den bisher bekannten Systemen (Kap. 2), durch die einige Freiheitsgrade bei der Messung der Signallaufzeit geschaffen werden.

3.4.2 Sternförmige Verteilung der Systemzeit

Nachdem im vorigen Kapitel beschrieben wurde, wie die Systemtakte zu einem Referenz-generator gesendet und parallel dazu deren Laufzeiten ermittelt werden können, wird nun erläutert, wie die Versorgung mehrerer Referenzgeneratoren mit Systemtakten und die Messung der zugehörigen Laufzeiten erfolgt.

In Abbildung 27 sind nun einige Gruppen von Komponenten, die in Abbildung 26 dargestellt wurden, zu Blöcken zusammengefasst. So verbergen sich hinter dem Block Sendeeinheit die beiden Sender und der Multiplexer. Der Sendeeinheit werden an Schnittstelle 1 die beiden Systemtakte übergeben. Diese wandeln sie in ein optisches Multiplex-Signal um, das mit Hilfe eines Splitters aufgeteilt und sternförmig N Empfangseinheiten zugeführt wird. Jede dieser Empfangseinheiten besteht aus einem FBG, einem Demultiplexer und zwei optischen Empfängern. Sie übergeben die Systemtakte als getrennte, elektrische Signale an Schnittstelle 2. Die bei der Signalverteilung im Splitter auftretenden Leistungsverluste werden durch einen vorgeschalteten optischen Verstärker kompensiert.

Die Messeinrichtung besteht aus dem Messsignal-Generator, einem Sender, einem Zirkulator, einem Empfänger und einem Gerät, das einen Vergleich des gesendeten mit dem empfangenen Messsignal durchführt, um die Signallaufzeit zu ermitteln (Abbildung 26). Über einen optischen Schalter wird die Messeinrichtung sequentiell über die Add/Drop-Multiplexer mit den Übertragungszweigen verbunden und jeweils eine Laufzeitmessung durchgeführt. Der ermittelte Wert wird dem zugehörigen Referenzgenerator an Schnittstelle 2 übergeben. So ist nur eine Messeinrichtung notwendig, um alle Laufzeiten zu ermitteln. Am Ende eines jeden Messzyklus wird sie mit Hilfe eines Spiegels kalibriert. Unmittelbar danach beginnt die Messung aller Laufzeiten erneut, um eine permanente Kontrolle der zeitvarianten Übertragungstrecken zu gewährleisten.

Im wesentlichen bietet das hier vorgestellte Verfahren die in Kapitel 3.1.5 detailliert beschriebenen Vorteile, dass Veränderungen der Laufzeit in den Sendern⁹ und systematische Fehler der Messeinrichtung sich nicht auf die Synchronisierung der Referenzsignale auswirken sowie die Kostenreduktion durch den effizienten Einsatz von nur einer Sendeeinheit und nur einer Messeinrichtung für alle Systemzweige.

⁹ Auch Multiplexer weisen nach [17] temperaturabhängige Laufzeitdriften auf, die im hier vorgestellten System ebenfalls keine Rolle spielen.

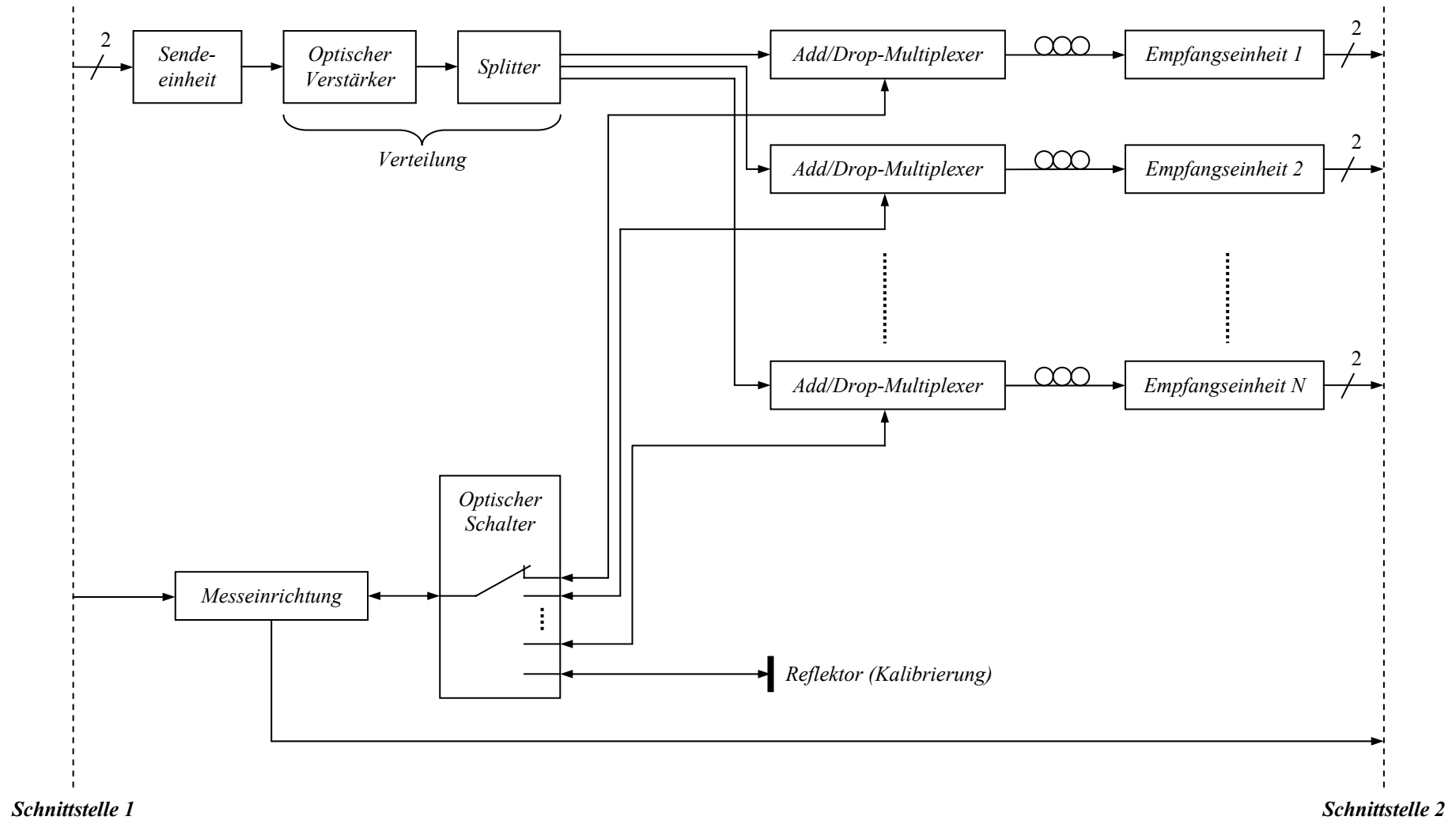


Abbildung 27 Sternförmige Verteilung der Systemtakte mit sequentieller Laufzeitmessung

Der Einsatz des optischen Verstärkers vom Typ EDFA birgt aber auch zwei Nachteile. Zum einen wird den Systemtakten Rauschen hinzugefügt, zum anderen findet ein Übersprechen zwischen den beiden verstärkten Signalen statt. In den Kapiteln 6.2, 7.2 und 10 wird aber gezeigt, dass beide Effekte vernachlässigbar klein gehalten werden können und der Gewinn für das Gesamtsystem weit größer ist. So ist es mit optischer Verstärkung möglich, optimale Eingangsleistungen an den Empfangseinheiten zu gewährleisten, was sich positiv auf den Optimierungsparameter $SNR_{Sys,Trans}$ auswirkt (Kap. 3.2.4).

Als letzte herausragende Eigenschaft soll noch genannt werden, dass die Messeinrichtung im laufenden Betrieb regelmäßig kalibriert wird (Prinzip der permanenten Kalibrierung, Kap. 11.1.2). Eine solche Verfahrensweise ist aus der Literatur nicht bekannt.

3.5 Messeinrichtung

Im Kapitel 3.4 wurde bereits beschrieben, wie ein Messsignal in die Übertragungs-faser ein- und ausgekoppelt wird (Abbildung 26). Durch den Vergleich zwischen einem hin- und einem rücklaufenden Messsignal kann generell die Signallaufzeit bestimmt werden. In diesem Kapitel wird nun das Grundprinzip des hier angewendeten Messverfahrens erläutert, die Details sind in Kapitel 11 zu finden.

In dem hier entwickelten System werden mehrere Sinussignale zur Messung der Laufzeit einer Übertragungsstrecke eingesetzt. Dazu erzeugt der Messsignal-Generator zunächst eine elektrische Sinusschwingung mit der Frequenz $f_{M,1}$, die einem Phasenkomparator und dem Sender der Messeinrichtung zugeführt wird. In Abbildung 28 ist der für die Messung relevante Systemteil noch einmal dargestellt.

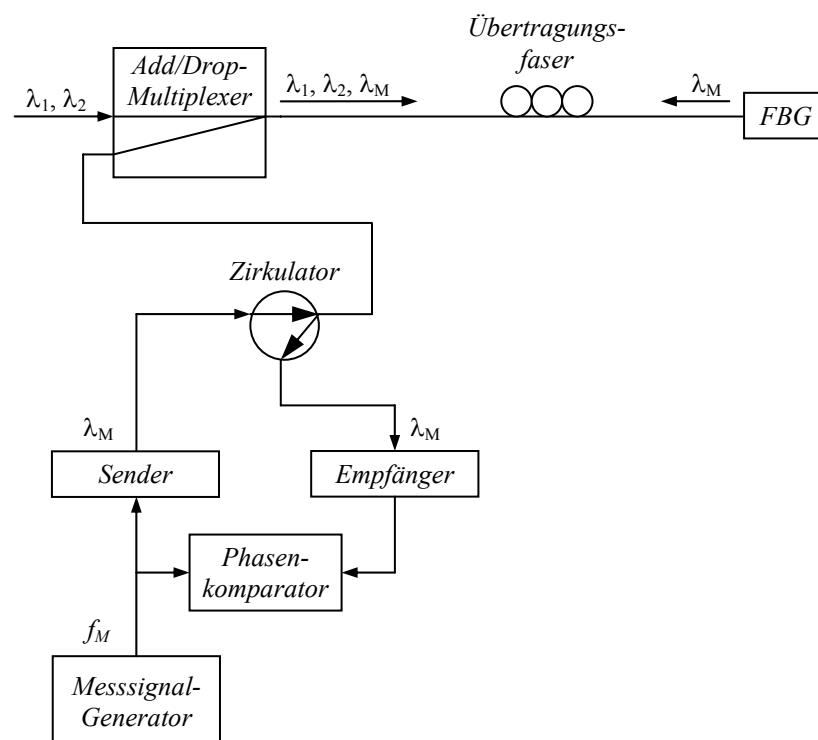


Abbildung 28 Messeinrichtung

Im optischen Sender wird dann die Sinusschwingung auf die Messwellenlänge λ_M aufmoduliert. Nachdem das Messsignal λ_M die Übertragungsstrecke durchlaufen hat, wird es reflektiert, läuft zurück und erreicht schließlich den Empfänger der Messeinrichtung. Der Empfänger wandelt das optische Signal in ein elektrisches um und übergibt es dem Phasenkomparator. Dieser führt dann einen Phasenvergleich zwischen dem gesendeten und dem empfangenen Sinussignal durch. Ist die Frequenz $f_{M,1}$ so gewählt, dass gilt

$$\frac{1}{f_{M,1}} > 2\tau, \quad (3,24)$$

dann lässt sich die Laufzeit $\tau_{Mess,1}$ eindeutig bestimmen

$$\tau_{Mess,1} = \frac{1}{2f_{M,1}} \cdot \frac{\Delta\varphi_{Mess,1}}{360^\circ}. \quad (3,25)$$

Da der Phasenversatz $\Delta\varphi$ nicht beliebig exakt messbar ist, wird die erste Messung ein noch zu ungenaues Ergebnis liefern. Der Fehler des Phasenmessers $\Delta\varphi_F$ liegt bei realen Systemen in der Größenordnung von einem Grad und bewirkt einen Fehler bei der Laufzeitbestimmung von

$$\tau_{F,1} = \frac{1}{2f_{M,1}} \cdot \frac{\Delta\varphi_{F,1}}{360^\circ}. \quad (3,26)$$

Die mit Gl. (3,25) bestimmte Laufzeit weicht also um diesen Wert von der tatsächlichen Laufzeit τ ab

$$\tau = \tau_{Mess,1} + \tau_{F,1}. \quad (3,27)$$

Um den Fehler der ersten Laufzeitmessung zu verkleinern, wird als nächstes eine Sinusschwingung mit einer 10 bis 100fach größeren Frequenz erzeugt und eine zweite Phasenmessung durchgeführt. Gehen wir nun davon aus, dass die Frequenz so groß ist, dass (3,24) nicht mehr gilt, dann wird die Laufzeitbestimmung uneindeutig

$$\tau = \frac{n_2}{f_{M,2}} + \tau_{Mess,2} + \tau_{F,2}. \quad (3,28)$$

Der Faktor n_2 kann aber mit Hilfe der in der ersten Messung bestimmten Laufzeit $\tau_{Mess,1}$ ermittelt werden, so dass wieder eine Eindeutigkeit des Ergebnisses erreicht wird. Gehen wir davon aus, dass gilt

$$\Delta\varphi_{F,2} = \Delta\varphi_{F,1} = \Delta\varphi_F, \quad (3,29)$$

dann ist der Fehler bei der Laufzeitbestimmung nach Gl. (3,26) antiproportional zur Messfrequenz

$$\tau_F \propto \frac{1}{f_M}. \quad (3,30)$$

Führt man noch eine dritte Messung mit einer wiederum 100fach größeren Frequenz durch, dann reduziert sich der Fehler ebenfalls um diesen Faktor. Nach diesem Prinzip arbeitet die hier vorgestellte Messeinrichtung. Es werden etwa fünf Messungen mit Frequenzen zwischen 30 kHz und 6 GHz durchgeführt. Aus den gewonnenen Phasenwerten kann ein eindeutiges und hinreichend genaues Ergebnis ermittelt werden. Hier ist zu beachten, dass die Laufzeit des Messsignals nicht identisch ist mit den Laufzeiten der Systemtakte, die auf zwei anderen optischen Wellenlängen übertragen werden. Abhängig von der Dispersion der Faser unterscheiden sich die Laufzeiten aller drei Signale. Sind aber die Wellenlängen und die Dispersion bekannt, was praktisch der Fall ist (Kap. 11.2.4), dann lassen sich die Signallaufzeiten der Systemtakte aus der gemessenen Laufzeit des Messsignals bestimmen.

Diese Vorgehensweise zur Ermittlung der Signallaufzeit ist aus der Literatur nicht bekannt.

Ein grundsätzlicher Vorteil des Verfahrens liegt darin, dass Sinussignale zur Messung eingesetzt werden. Da diese Signale theoretisch keine spektrale Breite aufweisen, ist es möglich, die Messbandbreite sehr schmal zu wählen und somit große Signal-Rausch-Abstände $SNR_{Mess,Trans}$ zu realisieren (Optimierungsparameter, Kap. 3.2.4). Dies bewirkt eine Reduzierung der durch das Übertragungsrauschen verursachten Phasenschwankungen des Messsignals, was wiederum den Phasenmessfehler $\Delta\varphi_F$ verkleinert und damit eine genauere Bestimmung der Laufzeiten ermöglicht. Es wird sich zeigen, dass ein Phasenmessfehler von $< 0,4^\circ$ möglich ist und damit eine Messgenauigkeit von besser 100 fs erreicht werden kann. Für die Vermessung einer Übertragungsstrecke wird etwa eine Sekunde benötigt, wodurch bei den geplanten 10 bis 16 Systemzweigen die Messung alle 16 s aktualisiert wird. Unter normalen Betriebsbedingungen werden sich die Laufzeiten in diesem Zeitraum um nicht mehr als 100 fs verändern (Kap. 9.3.1).

3.6 Referenzgenerator

Nachdem in den beiden vorangegangenen Kapiteln 3.4 und 3.5 beschrieben wurde, wie mit Hilfe des optischen Netzwerks die Systemtakte übertragen und mit der Messeinrichtung deren Laufzeiten ermittelt werden, wird in diesem Kapitel nun der Referenzgenerator als letzter Systembaustein vorgestellt. Die Aufgabe des Referenzgenerators ist es, aus den empfangenen Systemtaktungen und der zugehörigen Laufzeitinformation zwei Referenzsignale zu erzeugen.

In Kapitel 1.4.2 wurde erläutert, unter welchen Bedingungen digitale Frequenzgeneratoren, die nach dem DDS-Prinzip arbeiten, synchronisiert werden können. Es müssen ihnen jeweils zwei phasensynchrone Taktsignale zugeführt werden. Ist dies der Fall, dann können die DDS-Einheiten ebenfalls phasensynchrone Signale erzeugen. Sind die ihnen zugeführten Taktsignale nicht synchron, sondern haben sie einen konstanten Phasen- bzw. Zeitversatz, dann werden die Ausgangssignale der DDS-Einheiten bei gleichen Steuerbefehlen auch einen entsprechenden Zeitversatz aufweisen. Die Idee ist es nun, jeweils zwei DDS-Einheiten zur Erzeugung der Referenzsignale zu verwenden (Abbildung 29). An Schnittstelle 2 werden ihnen die Systemtakte übergeben. Diese weisen eine Phasenlage auf, die von ihren Laufzeiten τ_1 , τ_2 und den Phasen der Systemtakte vor der Übertragung Φ_{Sys} abhängen. Die von den DDS-Einheiten 1 und 2 erzeugten Signale weisen zunächst zwar die richtigen Frequenzen (Kap. 3.1.2), nicht aber die richtigen Phasenlagen auf. Diese sind noch abhängig von den Laufzeiten der Systemtakte T_h (Definition, Gl. (3,6)). Um diese Abhängigkeit zu beseitigen, werden aus den ebenfalls an Schnittstelle 2 übergebenen Messwerten der Signallaufzeiten die bei der

Übertragung auftretenden Phasenverschiebungen der Systemtakte $\Delta\Phi$ berechnet. Ist $\Delta\Phi$ bekannt, dann lassen sich hieraus die Korrekturdaten Φ_K für die Phasen der von den DDS-Einheiten erzeugten Signale bestimmen. Den DDS-Einheiten wird ein entsprechender Befehl zur Phasenkorrektur erteilt, womit schlussendlich von der Signallaufzeit unabhängige Phasen der Referenzsignale Φ_{Ref} (Definition, Gl. (3,7)) erzeugt werden. An Schnittstelle 3 werden sie dem Signalgeber übergeben. Diese Prozedur wird an allen Endpunkten des Systems regelmäßig durchgeführt, so dass phasensynchrone Referenzsignale an verschiedenen Stellen der Anlage generiert werden. Ein wesentlicher Vorteil des Einsatzes von DDS-Einheiten liegt darin, dass der Stellbereich der Phase nicht beschränkt ist (Kap. 2.3.4 und 12.1). Außerdem lässt sich die Phase und damit die Referenzzeit, mit einer hohen Auflösung von $t_s = 1,22$ ps einstellen (Kap. 12.2).

Ein Verfahren, das mit Hilfe von DDS-Modulen Laufzeitschwankungen kompensiert und Phasen synchronisiert, ist aus der Literatur nicht bekannt (Patentanmeldungen, Kap. 2.4).

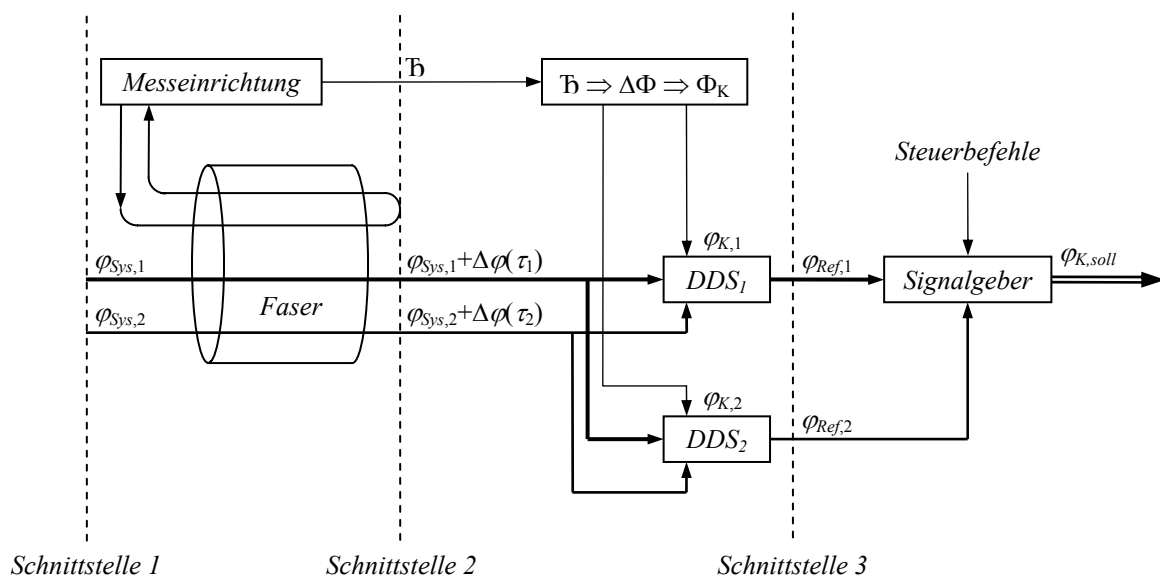


Abbildung 29 Erzeugung der Referenzsignale

In diesem Kapitel 3 wurden der komplette Systementwurf vorgestellt und die grundsätzliche Funktionsweise beschrieben. In den Kapiteln 5 bis 9 werden die relevanten Störgrößen besprochen, bevor dann die praktische Funktionalität der Systembausteine untersucht wird. Letzteres wird abgeschlossen mit der Betrachtung der Leistungsfähigkeit des gesamten Systems. Die theoretischen Ergebnisse werden weitestgehend über Messungen an dem im Zuge dieser Arbeit angefertigten Prototyps verifiziert. Der Prototyp stellt die Realisierung des vorgestellten Systementwurfs dar und wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

4 Prototyp

In dieser Arbeit geht es nicht nur darum, ein System zu entwerfen, mit dem es theoretisch möglich ist, das in Kapitel 1.5 gesteckte Ziel zu erreichen, sondern dies auch praktisch zu überprüfen. Dazu wurde nach dem Entwurf in Kapitel 3 ein Prototyp angefertigt. In diesem Prototyp wurden alle wesentlichen Elemente des Systems implementiert. So konnte ein Großteil der theoretischen Überlegungen und Berechnungen, die in den folgenden Kapiteln dargestellt sind, praktisch verifiziert werden.

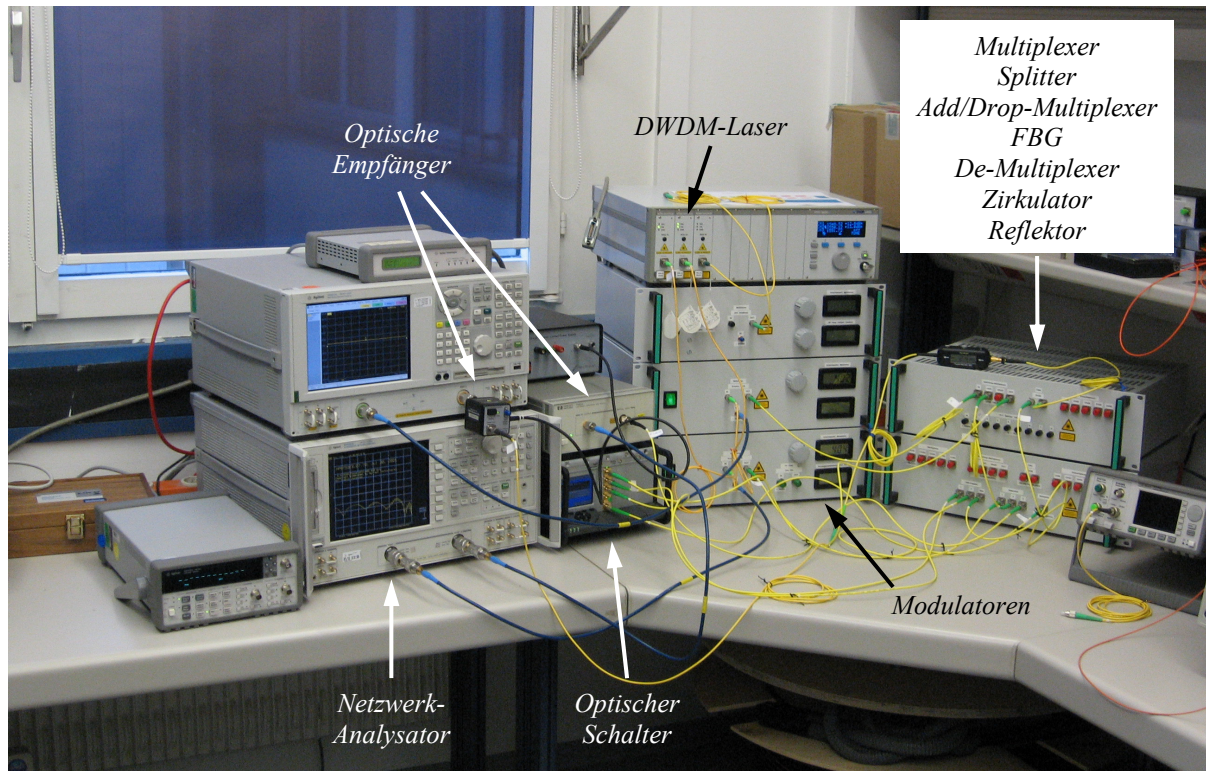


Abbildung 30 Prototyp – Optisches Netzwerk und Messeinrichtung

In Abbildung 30 sind das optische Netzwerk und die Messeinrichtung zu sehen. Alle drei optischen Sender bestehen jeweils aus einem DWDM-Laser und einem externen Modulator, mit dem der optische Träger in der Amplitude moduliert wird. Die DWDM-Laser-Module befinden sich alle in einem Überrahmen. Ihre optischen Wellenlängen sind in Tabelle 1 aufgeführt.

	Kanal (ITU-Norm)	opt. Frequenz ν [THz]	opt. Wellenlänge λ [nm]
λ_1	32	193,2	1551,721
λ_2	34	193,4	1550,116
λ_M	36	193,6	1548,515

Tabelle 1 Frequenzen und Wellenlängen der optischen Kanäle

Die Modulation der optischen Träger erfolgt mit Mach-Zehnder-Modulatoren, die eine Bandbreite von 10 GHz aufweisen. Sie sind jeweils in einer Modulator-Einheit eingebaut, von denen in Abbildung 31 eine zu sehen ist. In den Modulator-Einheiten befinden sich auch einstellbare Gleichspannungsquellen (0 bis 12 V), mit denen der Arbeitspunkt der Mach-Zehnder-Modulatoren bestimmt werden kann. Bei der Auswahl der zugehörigen Netzteile

musste darauf geachtet werden, dass deren Gleichspannungen möglichst störungsfrei sind. Enthalten die Gleichspannungen Wechselspannungsanteile, dann führen diese zu Amplituden-Störungen der optischen Signale. Untersuchungen ergaben, dass bei den verwendeten Netzteilen deren Störspannungen einen Effektivwert von ca. 1 mV aufweisen, die Signalstörungen also vernachlässigbar sind. Außerdem wurde in die Modulator-Einheit in Abbildung 31 noch ein HF-Verstärker integriert, mit dem das elektrische Modulationssignal verstärkt werden kann, bevor es dem Modulator-Eingang zugeführt wird. Dies ist bei einigen der verwendeten Signalquellen nötig, um bei den Mach-Zehnder-Modulatoren mit Spannungsamplituden von 4,6 bis 6,3 V die volle Modulationstiefe zu erreichen. Bezogen auf sinusförmige Signale entspricht dies hohen Leistungspegeln von 23,3 bis 26 dBm. Der optische Träger passiert auf seinem Weg zum Mach-Zehnder-Modulator noch einen optischen Isolator, dessen Funktion in Kapitel 6.1.1 beschrieben wird. Damit die optischen Bauteile und Verbindungsfasern keinen großen Temperatursprüngen und den daraus folgenden schnellen Änderungen ihrer Laufzeiten (Kap. 9) durch die Hitzequellen HF-Verstärker und Netzteil ausgesetzt werden, wurden diese an der Rückwand des 19-Zoll-Gehäuses eingebaut.



Abbildung 31 Prototyp – Modulator-Einheit

Der EDFA ist in Abbildung 30 nicht zu sehen. Er stellt einen Einschub dar, der sich in zwischen im gleichen Überrahmen wie der optische Schalter befindet. Die passiven optischen Elemente Multiplexer, Splitter, Add/Drop-Multiplexer, FBG, Demultiplexer und Zirkulator sind wie die Modulator-Einheiten in 19-Zoll-Gehäusen untergebracht (Abbildung 32). Dadurch ist gewährleistet, dass es während der Untersuchungen nicht zu mechanischen

Beanspruchungen der Verbindungsfasern und damit zu Änderungen der Signallaufzeiten in ihnen kommt (Kap. 15.6.3). Die meisten HF-Verbindungen werden mit SMA-Steckverbindern und phasenstabilen Koaxial-Kabeln hergestellt. Solche HF-Verbindungen sind z.B. zwischen dem Netzwerk-Analysator, der die Messsignale generiert, und der Modulator-Einheit, die diese Signale auf den optischen Träger mit der Messwellenlänge λ_M moduliert, notwendig. Die Laufzeiten in diesen Koaxial-Kabeln bleiben unter Laborbedingungen ± 1 ps stabil. Durch diese Maßnahmen wurde eine sehr gute Reproduzierbarkeit der Messergebnisse erreicht.

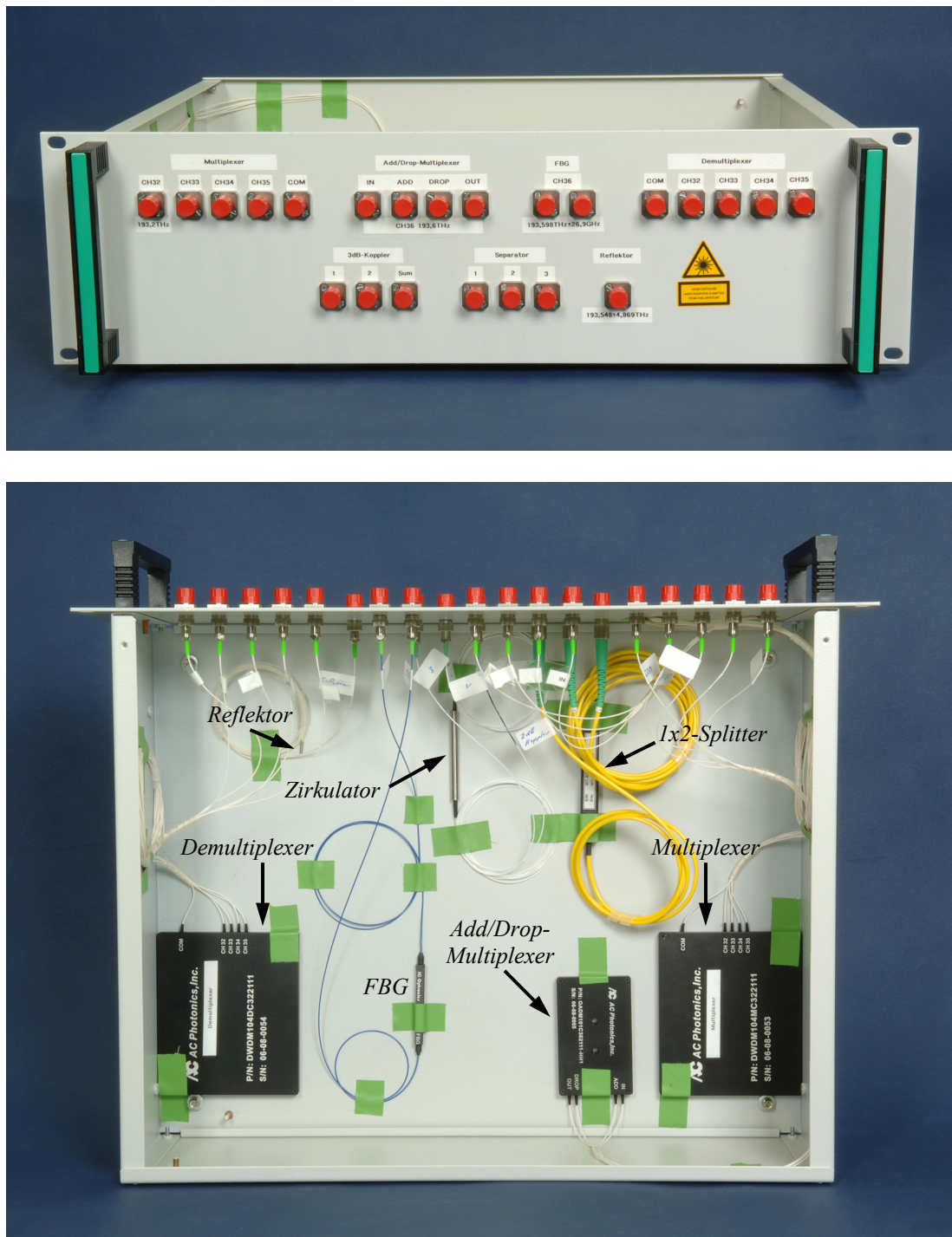


Abbildung 32 Prototyp – Aufbau einiger optischer Netzwerkkomponenten

In Abbildung 33 ist eine DDS-Einheit zu sehen, die zur Generierung der Referenzzeit genutzt wird. Es handelt sich um das gleiche Bauteil, das auch als Signalgeber für die Kavitäten eingesetzt werden soll.

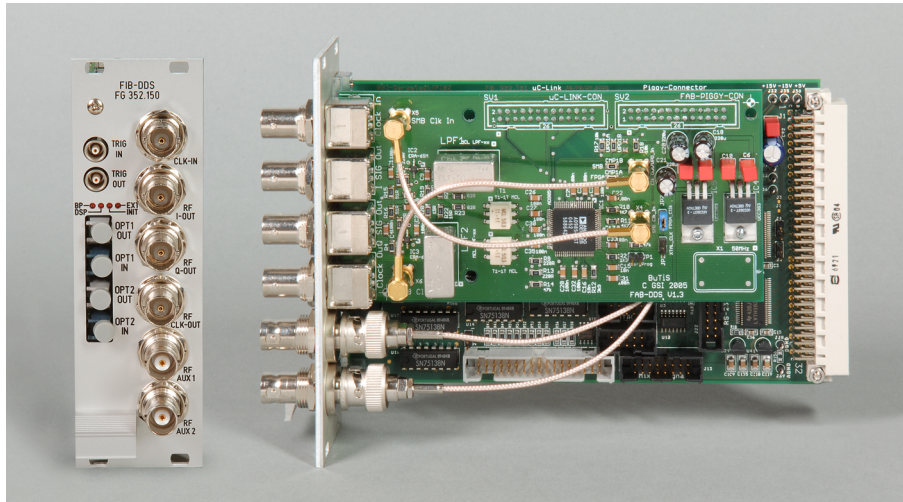


Abbildung 33 Prototyp – DDS-Einheit

5 Phasenschwankungen

Schwankungen der Phase (engl. Jitter) sind eine wesentliche Störgröße, wenn es darum geht, Zeitinformationen mit hoher Genauigkeit zu übertragen. In dem hier entwickelten System treten Phasenschwankungen bei den Systemtakten, dem Messsignal und den Referenzsignalen auf. Sie bewirken Abweichungen der Referenzzeit an den verschiedenen Endpunkten des Systems. Es ist daher ein wesentliches Optimierungsziel, diese Phasen- bzw. Zeitschwankungen zu minimieren (Optimierungsparameter, Kap. 3.2.4). In unserem System entstehen Phasenschwankungen

- 1) in den Mess- und Taktsignalquellen,
- 2) bei der Erzeugung der Referenzsignale,
- 3) durch Rauschen, das den Signalen bei der Übertragung hinzugefügt wird und
- 4) durch Übersprechen zwischen den optischen Kanälen.

Es werden Mess- und Taktsignalquellen mit hervorragenden Jittereigenschaften eingesetzt, so dass deren Phasenschwankungen nicht optimiert werden müssen (z.B. das Frequenznormal, Kap. 15.3). Ähnlich verhält es sich bei den Referenzgeneratoren. Hier wird eine bereits bestehende Technologie verwendet, mit der ausreichend niedrige Jitterwerte erreichbar sind. Die von den Referenzgeneratoren erzeugten Phasenschwankungen sind unter den gegebenen Randbedingungen kaum beeinflussbar. Im Gegensatz dazu sind das Rausch- und Übersprechverhalten des optischen Übertragungssystems sehr wohl beeinflussbar und deren Optimierung ein wesentliches Ziel dieser Arbeit. Den Messsignalen und den Systemtakten wird bei der Übertragung zum einem Rauschen hinzugefügt, zum andern kommt es zum Übersprechen zwischen den Signalen. Beides verursacht zusätzliche Phasenschwankungen. Aus diesen Gründen wurde schon beim Systementwurf darauf geachtet, diese Störgrößen klein zu halten (Kap. 3). In den Kapiteln 6 und 7 werden das Rausch- und Übersprechverhalten des hier entwickelten Systems im Detail untersucht. Sowohl das Rauschen als auch das Übersprechen sind häufig exakter im Frequenzbereich messbar als die Phasenschwankungen eines Signals im Zeitbereich. Daher werden in diesem Kapitel Wege aufgezeigt, wie mit Hilfe der genauer messbaren Rausch- und Übersprechgrößen indirekt eine analytische Bestimmung der Jitterwerte erfolgen kann. Neben der höheren Genauigkeit, die diese Verfahren bieten, eröffnete sich auch die Möglichkeit, über Modelle, mit denen sich die Auswirkungen von Systemveränderungen auf das Rauschen und das Übersprechen vorhersagen lassen, ebenfalls Vorhersagen für das Jitterverhalten zu treffen. Die Formeln zur analytischen Umrechnung konnten für Sinussignale teilweise in der Literatur gefunden werden [38, S. 56], [39, S. 132]. Neu ist in dieser Arbeit die Festlegung der Gültigkeitsbereiche dieser Formeln.

Dieses Kapitel liefert eine Übersicht der mathematischen Zusammenhänge der Störspektren und der daraus resultierenden Phasenschwankungen der für diese Arbeit wichtigen Signalformen: Sinus und Rechteck. Es wurde keine Quelle gefunden, in der die für diese Arbeit relevanten Zusammenhänge in geeigneter Form umfassend dargestellt werden. Das Modell, das zur Beschreibung dieser Zusammenhänge herangezogen wird, deckt die hier untersuchten Phänomene ab und definiert zugleich exakt die Art der betrachteten Phasenschwankungen. Letzteres ist notwendig, da in der Literatur viele unterschiedliche Definitionen und uneinheitliche Bezeichnungen zu finden sind.

5.1 Modellierung

Unter Jitter kann die Abweichung der Phase eines Signals von einer idealen Bezugsphase verstanden werden. Denkt man sich die Phase eines idealen Sinussignals im Nulldurchgang als Bezugsgröße, dann weicht die Phase eines identischen Signals, welches mit Störungen überlagert wurde, hiervon ab. Diese Abweichungen sind abhängig von der Art und Größe der Störung. In Abbildung 34 ist das hier verwendete Modell zusammenfassend dargestellt.

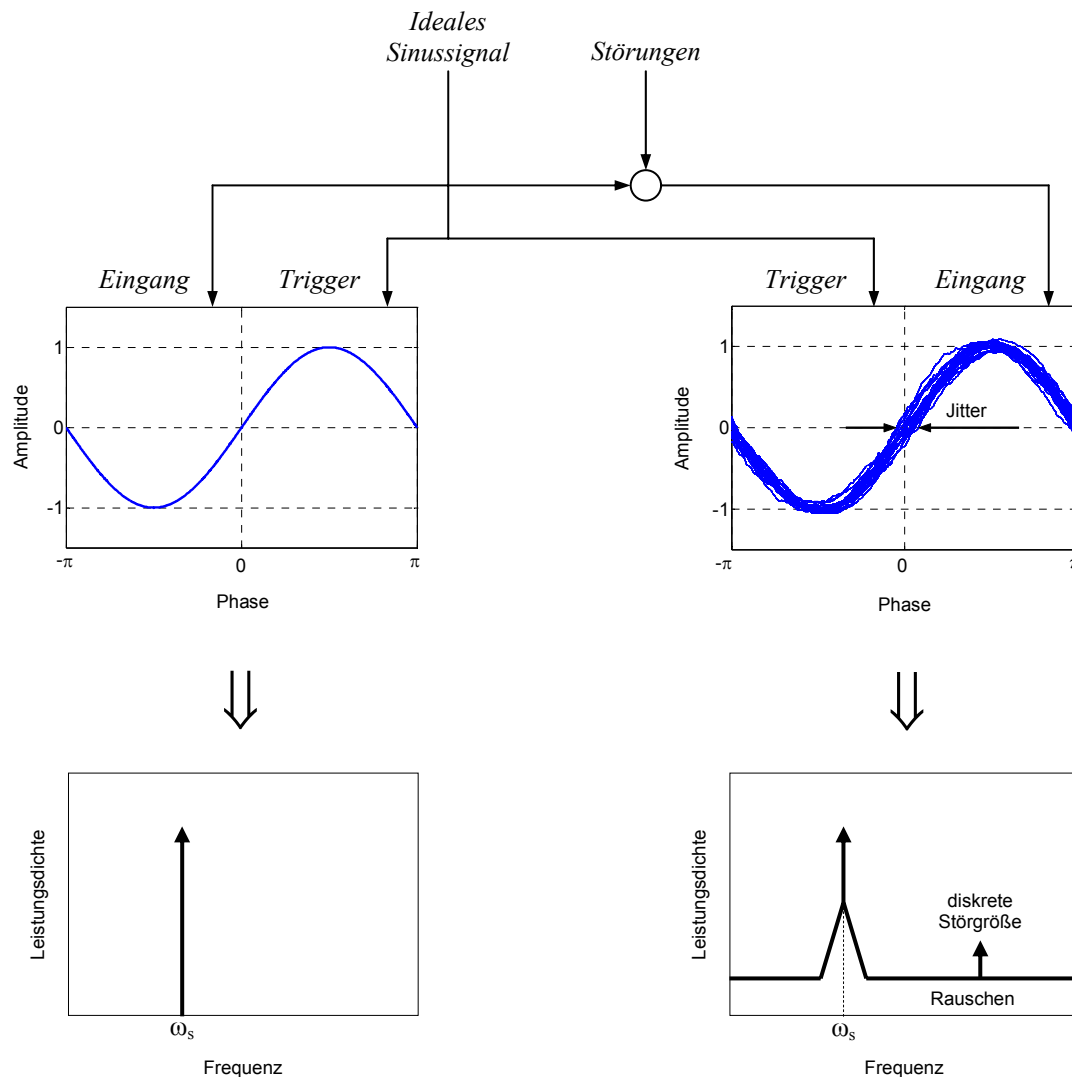


Abbildung 34 Modellierung des Jitters

Das ideale Sinussignal wird auf einem ebenfalls idealen Oszilloskop links dargestellt. Es weist keine Phasenschwankungen auf. Auf dem rechten Oszilloskop wird das gleiche Signal mit überlagernden Störungen dargestellt, wobei für die Triggerung wiederum das ideale ungestörte Sinussignal als Bezugsgröße verwendet wird. Nun ist es möglich, die Phasenabweichungen im Zeitbereich zu erfassen. Diese Abweichungen im Zeitbereich müssen aber auch Auswirkungen auf das Leistungsdichtespektrum LDS haben. In Abbildung 34 sind diese Auswirkungen dargestellt. Während die ideale Sinusschwingung nur eine Spektrallinie im LDS liefert, sind bei dem gestörten Sinussignal weitere Spektralanteile zu sehen. In diesem Beispiel handelt es sich bei den Störungen um Phasen- und Amplitudenrauschen sowie eine zusätzliche Sinusschwingung.

5.2 Ursachen der Phasenschwankungen

Es gibt grundsätzlich zwei Möglichkeiten, wie Phasenschwankungen entstehen können. Zum einen kann die Amplitude eines Signals im zeitlichen Verlauf beeinflusst und damit indirekt Jitter erzeugt werden, zum anderen kann die Phase direkt gestört werden. Mathematisch lässt sich dies für eine Sinusschwingung folgendermaßen ausdrücken

$$x(t) = a \cdot \sin(\omega_s t + \varphi_{Stör}(t)) + a_{Stör}(t), \quad (5,1)$$

wobei a für die Amplitude, ω_s für die Kreisfrequenz, t für die Zeit, $\varphi_{Stör}$ für Störung der Phase und $a_{Stör}$ für Störung der Amplitude steht. Über die Größe $\varphi_{Stör}$ wird das Signal in Abbildung 35 in *horizontaler Richtung* beeinflusst und über die Größe $a_{Stör}$ in *vertikaler Richtung*. In beiden Richtungen können sowohl zufällige als auch deterministische Störkomponenten enthalten sein. In den folgenden Unterkapiteln werden zunächst die zufälligen Störungen in Form von Rauschen und anschließend die Störungen durch deterministische Signale untersucht.

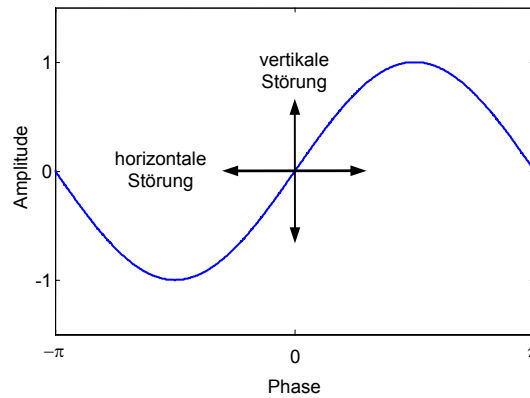


Abbildung 35 Horizontale und vertikale Störung der Phase

5.2.1 Amplitudenrauschen

Der Einfluss des Amplitudenrauschens lässt sich folgendermaßen beschreiben. Zu einem idealen, jitterfreien Signal wird Rauschen addiert¹⁰. Dies bewirkt Signalschwankungen in *vertikaler Richtung*, die indirekt zu Schwankungen des Nulldurchgangs in *horizontaler Richtung* führen. In Abbildung 36 sind die Auswirkungen von Amplitudenrauschen auf den zeitlichen Verlauf und das LDS eines Sinussignals dargestellt. Für uns sind die Auswirkungen des Amplitudenrauschens auf die Phasenschwankungen des Signals von Interesse. Unter der Annahme dass

$$\varphi_{Stör}(t) = 0 \quad (5,2)$$

ist und die Störgröße $a_{Stör}$ nur aus Amplitudenrauschen N_a besteht

$$a_{Stör}(t) = N_a(t), \quad (5,3)$$

¹⁰ Es handelt sich nicht um eine Amplitudenmodulation wie in [40] beschrieben.

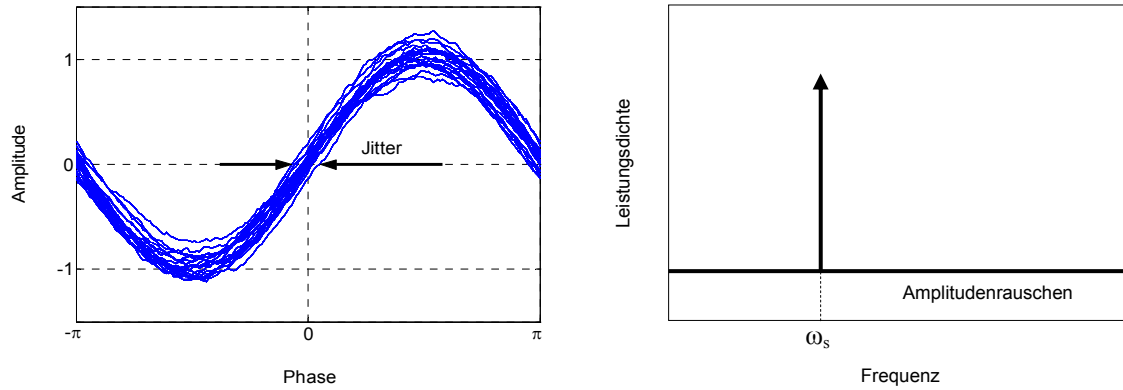


Abbildung 36 Auswirkungen des Amplitudenrauschens

kann man für Gl. (5,1) schreiben

$$x(t) = a \cdot \sin(\omega_s t) + N_a(t). \quad (5,4)$$

Wir gehen weiter davon aus, dass es sich bei dem Amplitudenrauschen um eine mittelwertfreie und gaußverteilte Zufallsgröße handelt, deren Standardabweichung wie folgt definiert ist

$$\sigma_{N,a} = E[N_a^2(t)]. \quad (5,5)$$

Betrachtet man nun wieder die Phase im Nulldurchgang der Sinusschwingung in Abbildung 37, dann wird ersichtlich, dass aufgrund des näherungsweise linearen Signalverlaufs um den Nulldurchgang ein direkter Zusammenhang zwischen dem Amplitudenrauschen und der daraus resultierenden Phasenschwankung besteht.

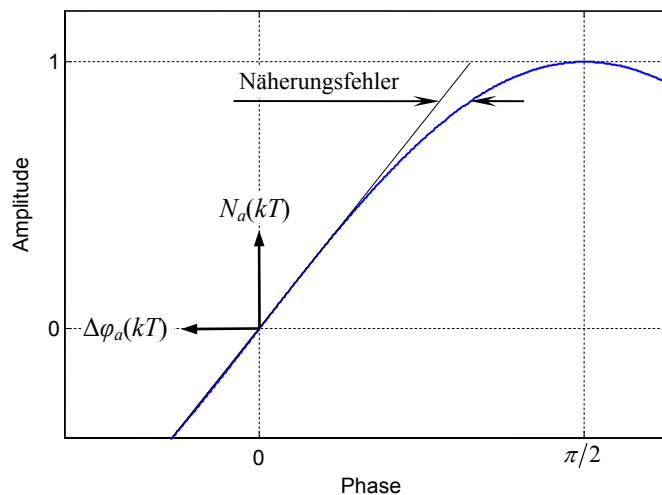


Abbildung 37 Zusammenhang zwischen Amplitudenrauschen und Phasenschwankung

Außerdem wird davon ausgegangen, dass die Phasenschwankung ebenfalls eine mittelwertfreie und gaußverteilte Zufallsgröße ist, deren Standardabweichung wie folgt definiert ist

$$\sigma_{\varphi,a} = E[\Delta\varphi_a^2(kT_s)], \quad (5,6)$$

mit der Phasenabweichung vom Sollwert $\Delta\varphi_a$. Die Phasenabweichung ist eine zeitdiskrete Größe, da sie nur einmal pro Signalperiode zum Zeitpunkt des idealen Nulldurchgangs $t = kT_s$ ermittelt wird, wobei k eine ganze Zahl und T_s die Periodendauer des Signals darstellt. Wenn der Effektivwert des Signals wesentlich größer als der des Rauschen ist

$$\frac{a}{\sqrt{2}} \gg \sigma_{N,a}, \quad (5,7)$$

dann kann man von einem näherungsweise linearen Zusammenhang ausgehen und folgenden Ansatz wählen (Abbildung 37)

$$x(t) = a \cdot \sin(\omega_s t + \Delta\varphi_a(t)) + N_a(t) = 0 \quad |t = kT_s \quad (5,8)$$

$$a \cdot [\sin(\omega_s(kT_s))\cos(\Delta\varphi_a(kT_s)) + \cos(\omega_s(kT_s))\sin(\Delta\varphi_a(kT_s))] + N_a(kT_s) = 0$$

$$a \cdot \sin(\Delta\varphi_a(kT_s)) = -N_a(kT_s). \quad (5,9)$$

Daraus folgt, dass die Varianzen der Zufallsgrößen $\Delta\varphi_a(kT_s)$ und $N_a(kT_s)$ näherungsweise die Beziehung

$$a \cdot \sin(\sigma_{\varphi,a}) \approx \sigma_{N,a} \quad (5,10)$$

zueinander aufweisen. Da wir nur kleine Phasenabweichungen betrachten

$$\sigma_{\varphi,a} \ll 1, \quad (5,11)$$

kann geschrieben werden

$$a \cdot \sigma_{\varphi,a} \approx \sigma_{N,a}. \quad (5,12)$$

Damit wäre ein Zusammenhang zwischen der Amplitude, der Standardabweichung der Phase und dem Effektivwert des Amplitudenrauschens hergestellt. Führt man den Signal-Rausch-Abstand ein

$$SNR = \frac{\left(\frac{a}{\sqrt{2}}\right)^2}{\sigma_{N,a}^2}, \quad (5,13)$$

dann lässt sich der Ausdruck (5,12) weiter vereinfachen

$$\sigma_{\varphi,a} \approx \frac{\sigma_{N,a}}{\sqrt{2} \frac{a}{\sqrt{2}}}$$

$$\sigma_{\varphi,a}^2 \approx \frac{1}{2 \cdot SNR}$$

und wir erhalten

$$\sigma_{\varphi,a} \approx \sqrt{\frac{1}{2 \cdot SNR}}. \quad (5,14)$$

Da es in dieser Arbeit darum geht, Zeitinformationen zu übermitteln, ist die Angabe der Phasenschwankung in Zeit sinnvoll

$$\sigma_{t,a} \approx \frac{1}{2\pi f} \sqrt{\frac{1}{2 \cdot SNR}}. \quad (5,15)$$

Im Folgenden wird $\sigma_{t,a}$ als Standardabweichung der Zeitinformation bezeichnet. Der Signal-Rausch-Abstand wird üblicherweise in dB angegeben, daher formen wir die Gl. (5,14) und (5,15) um in

$$\sigma_{\varphi,a} \approx \frac{10^{\frac{-SNR_{dB}}{20}}}{\sqrt{2}} \quad (5,16)$$

und

$$\sigma_{t,a} \approx \frac{10^{\frac{-SNR_{dB}}{20}}}{2\pi f_s \sqrt{2}}. \quad (5,17)$$

Die Gl. (5,14) ist auch in [38, S. 56] und [39, S. 132] zu finden, allerdings ohne Herleitung und ohne Angabe eines Gültigkeitsbereichs dieser analytischen Näherung. Mit kleiner werdendem Signal-Rausch-Abstand muss der Fehler, der durch die Annahme einer linearen Abhängigkeit in Gl. (5,12) entsteht, größer werden (Abbildung 37). Um den Gültigkeitsbereich zu bestimmen, wurden sowohl numerische Simulationen¹¹ als auch praktische Messungen durchgeführt. Hierzu wurden einem Sinussignal Rauschen hinzuaddiert und die Phasenschwankungen im Zeitbereich mit einem Oszilloskop gemessen.

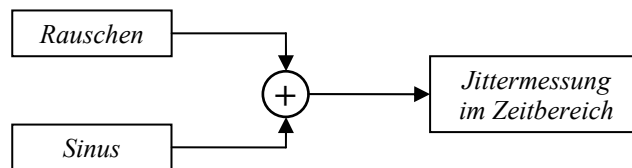


Abbildung 38 Festlegung des Gültigkeitsbereichs – Amplitudenrauschen

Sowohl in der Simulation als auch in der Messung konnten die Leistung des Signals sowie die des Rauschens separat vorgegeben und kontrolliert werden. Der Signal-Rausch-Abstand war also bei allen Messungen bekannt. Mit Gl. (5,16) konnte jeweils analytisch die Standardabweichung der Phasenschwankung berechnet werden und mit dem Ergebnis der numerischen Simulation sowie der Messung verglichen werden. In Abbildung 39 sind die Ergebnisse dargestellt.

¹¹ Simulationssoftware VPL.

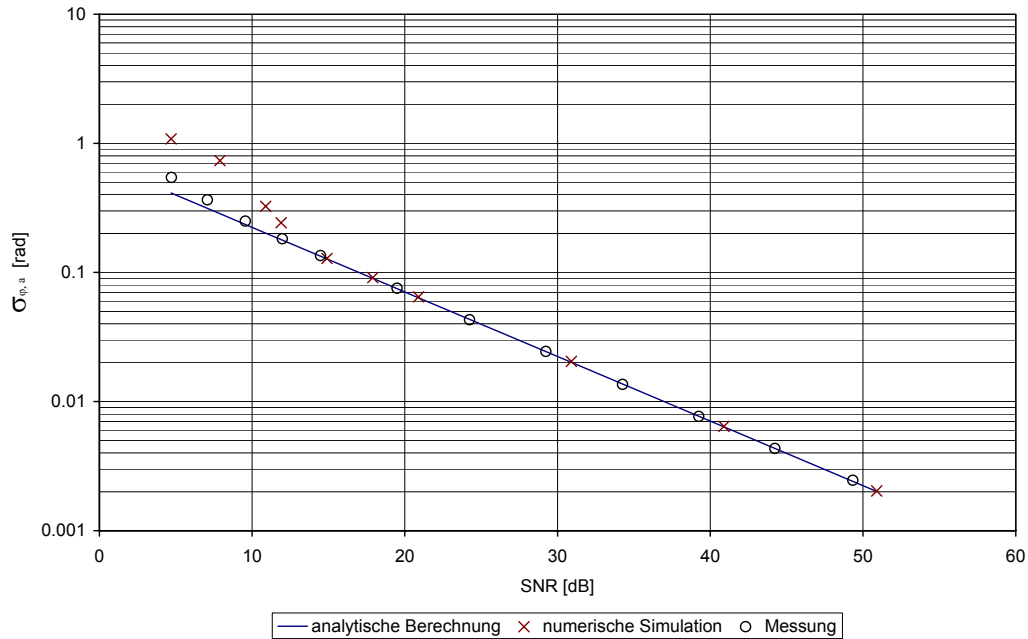


Abbildung 39 Überprüfung der analytischen Näherung - Amplitudenrauschen

Wie zu erwarten war, ist die Übereinstimmung bei großen Signal-Rausch-Abständen sehr gut. Bei SNR -Werten von kleiner 15 dB treten deutliche Abweichungen auf. Als Gültigkeitsbereich für den analytischen Zusammenhang zwischen dem Signal-Rausch-Abstand und den daraus resultierenden Schwankungen in den Gl. (5,14) bis (5,17) wird festgelegt

$$SNR \geq 15dB \quad \Rightarrow \quad Fehler < 2\% . \quad (5,18)$$

In diesem Bereich lagen die Abweichungen der durch die analytischen Berechnungen gewonnenen Werte von denen der Simulation und der Messung unter 2 %. Das bedeutet, dass Phasenschwankungen bis zu einer Größe von

$$\sigma_{\varphi,a} \leq 0,126 \quad (5,19)$$

bzw. $7,22^\circ$ mit einem Fehler von weniger 2 % bei bekannten SNR analytisch bestimmbar sind. Im hier entwickelten System treten keine kleineren Signal-Rausch-Abstände auf, weswegen die Näherung bei unseren Betrachtungen immer gültig ist.

Nachdem nun die Auswirkungen des Amplitudenrauschens auf ein Sinussignal untersucht wurden, wenden wir uns als nächstes rechteckförmigen Signalen mit endlicher Flankensteilheit zu. In Abbildung 37 kann man sehen, dass der Jitter eines Sinussignals von dessen Steigung im Nulldurchgang s_{Null} abhängt. Diese ist in Gl. (5,12) enthalten

$$\underbrace{a \cdot 2\pi f_s}_{s_{Null}} \cdot \sigma_{t,a} \approx \sigma_{N,a} . \quad (5,20)$$

Der Ausdruck (5,20) lässt sich aber nicht nur auf Sinus-, sondern auch auf symmetrische, mittelwertfreie Rechtecksignale anwenden. Voraussetzung dafür ist, dass die Steigung der Rechteckflanke, wie beim Sinussignal, im Bereich des Nulldurchgangs näherungsweise

konstant ist. Wenn dies der Fall ist, dann kann mit Hilfe der Steigung der Rechteckflanke im Nulldurchgang und dem Effektivwert des Amplitudenrauschens die Standardabweichung der Phase berechnet werden

$$\sigma_{t,a} \approx \frac{\sigma_{N,a}}{s_{Null}}. \quad (5,21)$$

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass eine analytische Berechnung der Phasenschwankungen, die durch Amplitudenrauschen verursacht werden, bei Sinus- und Rechtecksignalen möglich ist. Eine wesentliche Erkenntnis aus der Gl. (5,21) ist, dass die durch das Amplitudenrauschen verursachte Phasenschwankung von der Steigung des Signals im Betrachtungspunkt s_{Null} abhängt. Bei gleich bleibendem Amplitudenrauschen ist es über eine Vergrößerung der Steigung möglich, die Phasenschwankungen zu reduzieren.

$$\boxed{\sigma_{N,a} = const. \quad \wedge \quad s_{Null} \uparrow \quad \Rightarrow \quad \sigma_{\varphi,a} \downarrow} \quad (5,22)$$

Die Steigung von Sinus- und Rechtecksignalen kann über die Amplitude vergrößert werden, was aber nicht unbegrenzt möglich ist. Hat man diese Grenze erreicht, dann lässt sich die Steigung eines Sinussignals nur noch über eine Frequenzerhöhung vergrößern

$$\boxed{\sigma_{N,a} = const. \quad \wedge \quad a = \max \quad \wedge \quad f_s \uparrow \quad \Rightarrow \quad s_{Null} \uparrow \quad \Rightarrow \quad \sigma_{\varphi,a} \downarrow} \quad (5,23)$$

während bei einem Rechtecksignal die Anstiegszeit der Flanke t_{rise} verkleinert werden muss, um den gleichen Effekt zu erzielen

$$\boxed{\sigma_{N,a} = const. \quad \wedge \quad a = \max \quad \wedge \quad t_{rise} \downarrow \quad \Rightarrow \quad s_{Null} \uparrow \quad \Rightarrow \quad \sigma_{\varphi,a} \downarrow} \quad (5,24)$$

Amplitudenrauschen entsteht in verschiedenen Komponenten eines Übertragungssystems. In unserem optischen Netzwerk führt dies dazu, dass allen Signalen, die übertragen werden, Amplitudenrauschen überlagert wird. Damit möglichst wenige Zeitschwankungen entstehen, müssen bei allen Übertragungskanälen die Signal-Rausch-Abstände maximiert werden (Optimierungsparameter, Kap. 3.2.4). Bei der Übertragung des Messsignals wird dies hauptsächlich durch eine sehr kleine Messbandbreite erreicht (Kap. 11.2.7). Von einer Einschränkung der Bandbreite wird bei den Systemtakten Abstand genommen, da Laufzeitveränderungen in den dazu notwendigen Filtern zu erwarten sind. Stattdessen werden rechteckförmige Systemtakte verwendet, da auf diese Weise größere Steigungen im Nullpunkt und damit kleinere Zeitschwankungen realisierbar sind (Kap. 10).

5.2.2 Phasenrauschen

Im Gegensatz zum Amplitudenrauschen wirkt das Phasenrauschen nicht in *vertikale*, sondern in *horizontale Richtung*. Die charakteristischen Auswirkungen des Phasenrauschens auf den zeitlichen Verlauf und das LDS einer Sinusschwingung sind in Abbildung 40 dargestellt. Im zeitlichen Verlauf sieht man, dass im Gegensatz zum Amplitudenrauschen (Abbildung 36) die Störung nur in horizontaler Richtung wirkt.

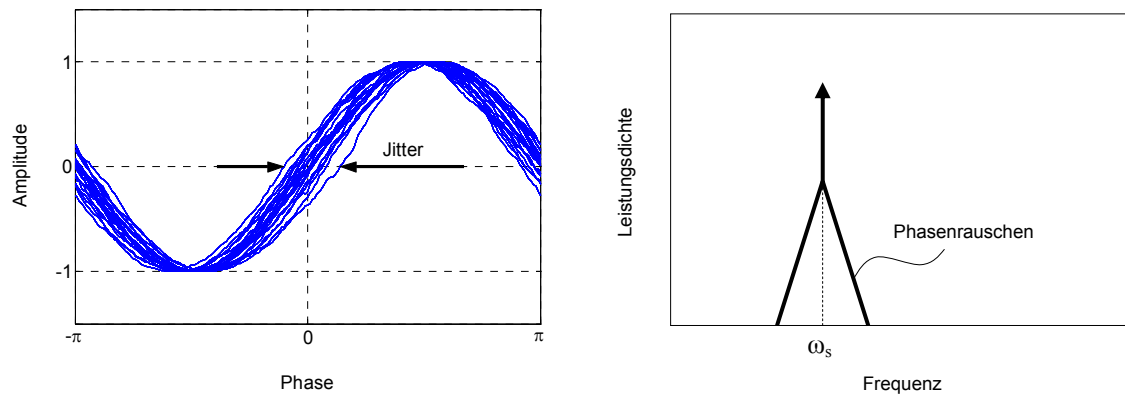


Abbildung 40 Auswirkungen des Phasenrauschens

Der Zusammenhang zwischen dem Phasenrauschen und der daraus resultierenden Phasenschwankung ist weniger anschaulich als beim Amplitudenrauschen. Die Auswirkungen des Phasenrauschens sind in dieser Arbeit nur für Sinusschwingungen von Bedeutung, um die Phasenschwankungen von Frequenznormalen zu beurteilen. Im Anhang findet sich eine Herleitung, die an [40] angelehnt ist. Aus dem Ergebnis dieser Herleitung wird im Anhang der analytische Zusammenhang des SNR und der Standardabweichung der Phasenschwankung abgeleitet. Dieser lautet

$$\sigma_{\varphi,\varphi} \approx \sqrt{\frac{1}{SNR}}. \quad (5,25)$$

Bezogen auf den Signal-Rausch-Abstand in dB erhalten wir für die Standardabweichung der Phasenschwankungen in Gl. (5,25)

$$\sigma_{\varphi,\varphi} \approx 10^{\frac{-SNR_{dB}}{20}} \quad (5,26)$$

und für die Standardabweichung der Zeitschwankung

$$\sigma_{t,\varphi} \approx \frac{10^{\frac{-SNR_{dB}}{20}}}{2\pi f_s}. \quad (5,27)$$

Ebenso wie beim Amplitudenrauschen (Kap. 5.2.1) ist es von Interesse, für welche SNR -Werte dieser analytische Zusammenhang mit guter Näherung gilt. Dazu wurden wiederum numerische Simulationen und Messungen durchgeführt. In beiden Fällen wurde ein Sinussignal in der Phase mit Rauschen moduliert (Abbildung 41).

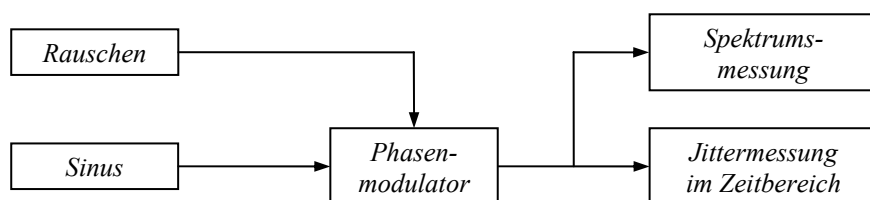


Abbildung 41 Festlegung des Gültigkeitsbereichs – Phasenrauschen

Bei verschiedenen Modulationsgraden wurden jeweils das entstehende LDS ausgewertet, um den Signal-Rausch-Abstand zu ermitteln, und der Jitter im Zeitbereich erfasst. Mit Hilfe der Gl. (5,26) wurden die Phasenschwankungen analytisch in Abhängigkeit von den SNR -Werten berechnet und mit den im Zeitbereich erfassten Phasenschwankungen verglichen. In Abbildung 42 sind die Ergebnisse dargestellt.

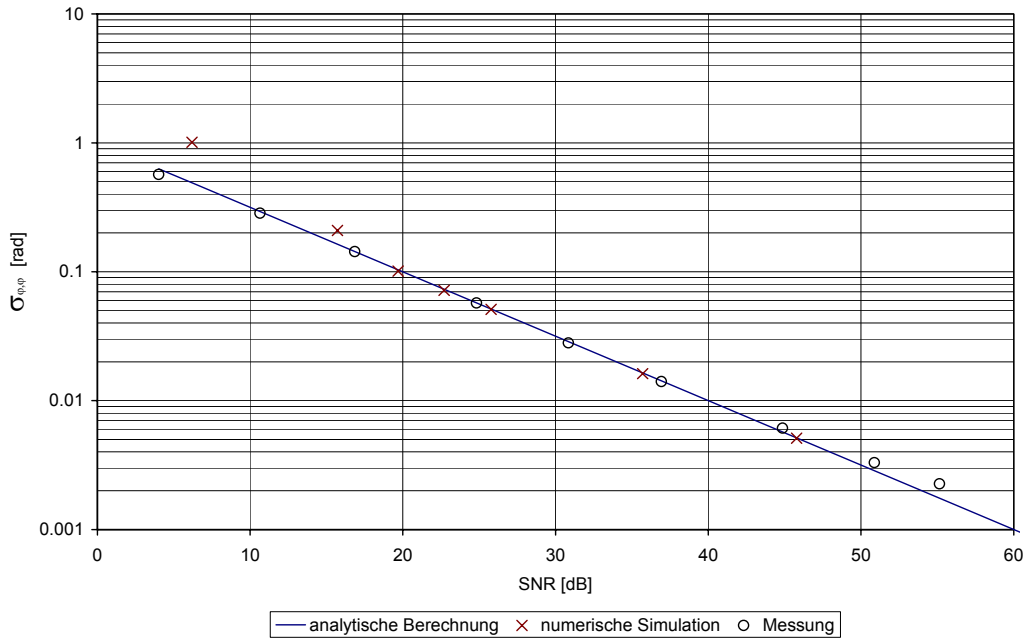


Abbildung 42 Überprüfung der analytischen Näherung – Phasenrauschen

Die Übereinstimmung der analytischen Näherung mit der Simulation ist wie beim Amplitudenrauschen für große SNR -Werte sehr gut. In einem Bereich von 85 bis 20 dB lag die Abweichung unter 2,2 %. Bei der Messung traten für Werte von größer 36 dB und kleiner 17 dB Abweichungen zur analytischen Näherung von über 2 % auf. Es wird davon ausgegangen, dass die Abweichungen bei großen Signal-Rausch-Abständen auf Fehler bei der Messung der Rauschleistung zurückzuführen sind. Als Gültigkeitsbereich für den analytischen Zusammenhang zwischen dem Signal-Rausch-Abstand und den daraus resultierenden Schwankungen der Phase in den Gl. (5,25), (5,26) und der Zeit in Gl. (5,27) wird festgelegt

$$SNR \geq 20dB \quad \Rightarrow \quad Fehler < 2,2\% . \quad (5,28)$$

Daraus folgt, dass Phasenschwankungen bis zu einer Größe von

$$\sigma_{\varphi,\varphi} \leq 0,1 \quad (5,29)$$

bzw. $5,73^\circ$ mit einem Fehler von unter 2,2 % bestimmbar sind. Da in dem hier entwickelten System Phasenrauschen nur im Frequenznormal eine dominierende Rolle spielt und dessen SNR deutlich größer als 20 dB ist, kann die analytische Näherung zur Bestimmung dessen Jitters eingesetzt werden. Im Anhang (Kap. 15.3) werden die Zeitschwankungen des Frequenznormals, das bei den praktischen Untersuchungen als einheitlicher Zeitbezug zum Einsatz kommt, mit Gl. (5,27) berechnet.

5.2.3 Überlagerung deterministischer Signale

Überlagerungen von deterministischen Signalen treten in dem hier entwickelten System durch das Übersprechen zwischen den optischen Kanälen auf. Eine solche Überlagerung bewirkt ebenso wie das Amplitudenrauschen eine vertikale Störung des Signals (Abbildung 35). Im Unterschied zum Amplitudenrauschen ist die Störung aber nicht zufällig, sondern von einem periodischen Signal erzeugt. In Abbildung 43 sind die Auswirkungen auf ein Sinussignal dargestellt, das von einer weiteren störenden Sinusschwingung überlagert wird.

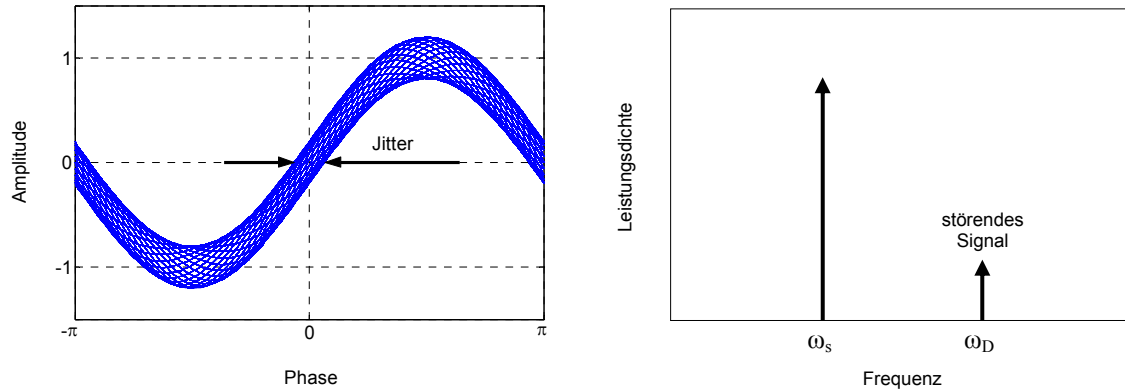


Abbildung 43 Auswirkungen einer Signalüberlagerung

Für die Modellierung eines gestörten Sinussignals wird wieder Gl. (5,1) herangezogen und es wird davon ausgegangen, dass

$$\varphi_{\text{Stör}}(t) = 0 \quad (5,30)$$

ist und die Störgröße $a_{\text{Stör}}$ nur aus einer deterministischen, mittelwertfreien Störung D_a besteht

$$a_{\text{Stör}}(t) = D_a(t). \quad (5,31)$$

Für Gl. (5,1) ergibt sich demnach

$$x(t) = a \cdot \sin(\omega_s t) + D_a(t). \quad (5,32)$$

Die deterministische Störung D_a bewirkt Phasenschwankungen des Signals x auf die gleiche Weise wie das Amplitudenrauschen N_a (Abbildung 37). Daher wird wieder der Ansatz in Gl. (5,8) gewählt, um einen analytischen Zusammenhang zwischen der deterministische Störung und den daraus resultierenden Phasenschwankungen $\Delta\varphi_D$ herzustellen. Wir setzen $\Delta\varphi_D$ und D_a in Gl. (5,9) ein

$$a \cdot \sin(\Delta\varphi_D(kT_s)) = -D_a(kT_s) \quad (5,33)$$

und können, da nur kleine Phasenschwankungen betrachten werden

$$\Delta\varphi_D \ll 1, \quad (5,34)$$

näherungsweise schreiben

$$\Delta\varphi_D(kT_s) \approx -\frac{D_a(kT_s)}{a}. \quad (5,35)$$

Bezogen auf die Steigung im Nulldurchgang gilt demnach für die Zeitschwankungen

$$\Delta t_D(kT_s) \approx -\frac{D_a(kT_s)}{s_{Null}}. \quad (5,36)$$

Bei der weiteren Betrachtung gehen wir davon aus, dass folgende Randbedingungen für das Verhältnis zwischen der Frequenz des Störsignals ω_D und der Frequenz des gestörten Signals ω_s erfüllt sind

$$\omega_D > \omega_s \quad \wedge \quad \omega_D \neq n\omega_s \quad n \in \mathbb{N}, \quad (5,37)$$

$$\omega_D < \omega_s \quad \wedge \quad \omega_D \neq \frac{\omega_s}{n} \quad (5,38)$$

oder

$$\omega_D \ll \omega_s. \quad (5,39)$$

Als erstes betrachten wir ein sinusförmiges Störsignal

$$D_a(t) = a_D \sin(\omega_D t), \quad (5,40)$$

das einem ebenfalls sinusförmigen Nutzsignal überlagert wird, und setzen Gl. (5,40) in Gl. (5,33) ein

$$\Delta\varphi_D(kT_s) = \arcsin\left[-\frac{a_D}{a} \sin(\omega_D kT_s)\right]. \quad (5,41)$$

Im Gegensatz zum Amplitudenrauschen kann hier eine deterministische Aussage über den Maximalwert der Phasenschwankung gemacht werden

$$|\Delta\varphi_D|_{\max} \leq \arcsin\left[\frac{a_D}{a}\right], \quad (5,42)$$

wenn $a_D \leq a$ ist. Von Interesse ist hier noch das Leistungsverhältnis der beiden Signale. Hierzu vereinfachen wir Gl. (5,41) wieder durch Näherung, unter der Annahme in Gl. (5,34), dass die Phasenschwankungen klein sind, und bilden auf beiden Seiten die quadratischen Mittelwerte

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \Delta\varphi_D^2(kT_s)} \approx \lim_{N \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[\frac{a_D}{a} \sin(\omega_D kT_s)\right]^2}$$

$$\Delta\varphi_{D,RMS} \approx \sqrt{\frac{1}{2 \frac{P_s}{P_D}}} \quad (5,43)$$

Somit erhalten wir für den Fall, dass beide Signale sinusförmig sind, einen analytischen Zusammenhang zwischen dem quadratischen Mittelwert der Phasenabweichung $\Delta\varphi_{D,RMS}$ einerseits und dem Verhältnis der Signalleistung P_s zu der Leistung der deterministischen Störung P_D andererseits. Der Term P_s/P_D wird auch als „signal-to-interference ratio“ *SIR* bezeichnet.

$$\Delta\varphi_{D,RMS} \approx \sqrt{\frac{1}{2 \cdot SIR}} \quad (5,44)$$

Dieser Ausdruck weist Parallelen zu dem Zusammenhang zwischen der Standardabweichung der Phase und dem Amplitudenrauschen in Gl. (5,14) auf. Nun wenden wir uns noch dem Fall zu, dass ein rechteckförmiges von einem sinusförmigen Signal überlagert wird, und betrachten die Auswirkungen auf die Zeitschwankungen. Analog zu Gl. (5,21) ergibt sich

$$\Delta t_{D,RMS} \approx \frac{D_{a,RMS}}{S_{Null}} \quad (5,45)$$

Der quadratische Mittelwert der Zeitschwankung $\Delta t_{D,RMS}$ ist also von der Steigung im Nulldurchgang des Nutzsignals s_{Null} und vom Effektivwert des deterministischen Störsignals $D_{a,RMS}$ abhängig. Um die Überlagerung der Nutzsignale mit deterministischen Störungen in dem hier entwickelten System gering zu halten, muss vor allem eine große Übersprechdämpfung zwischen den optischen Kanälen erreicht werden. Das Übersprechverhalten wird in Kapitel 7 eingehend untersucht.

5.3 Definitionen der im System auftretenden Störungen

Nachdem in Kapitel 5.2 die für diese Arbeit relevanten Ursachen der Phasenschwankungen beschrieben wurden, wird in diesem Kapitel definiert, wie die Störungen der Phasen auftreten und wie diese erfasst werden.

5.3.1 Zufälliger Jitter

Zufällige Phasenschwankungen treten dann auf, wenn Rauschen die Ursache für den Jitter ist (Kap. 5.2.1 und 5.2.2). Über ihre Größe können nur statistischen Aussagen gemacht werden.

5.3.2 Deterministischer Jitter

Ist die Ursache für die Phasenschwankung keine Zufallsgröße, sondern ein deterministisches, bei uns meistens periodisches Signal, dann sprechen wir von deterministischen Jitter (Kap. 5.2.3). In diesem Fall können ein quadratischer Mittelwert und ein Maximalwert ermittelt werden.

5.3.3 Kurzzeit-Jitter

In Kapitel 5.2 wurden anhand eines Modells analytische Näherungen für den Zusammenhang zwischen der Leistung der jeweiligen Störung und den daraus resultierenden Phasenschwankungen hergeleitet. Dazu wurden die Störgrößen immer über einen unendlich langen Zeitraum betrachtet und es wurde angenommen, dass die Phasenlage des gestörten Signals im Mittel konstant ist. Letzteres ist bei realen Systemen, aufgrund von Änderungen der Signallaufzeiten, nur über kurze Zeiträume näherungsweise der Fall. Bei einer praktischen Messung im Zeitbereich werden einige Phasenwerte aufgenommen und aus dieser Stichprobe statistische Größen wie der Mittelwert und die Standardabweichung ermittelt¹². Verändert sich aber der Mittelwert der Phase, während die Stichprobe aufgenommen wird, so führt dies zu einer Verfälschung der Auswertung. Daher werden die Phasenschwankungen immer nur über einen kurzen Beobachtungszeitraum gemessen

$$T_B < 10s. \quad (5,46)$$

Die Veränderungen der Phasenmittelwerte werden als Phasendrift bezeichnet und gesondert beobachtet (Kap. 5.3.4). Sollten Phasenschwankungen mit einer Periode von > 10 s auftreten (Langzeit-Jitter), so wird dies von der Phasendriftmessung erfasst. In dieser Arbeit wird unter dem Begriff Jitter oder Phasenschwankung immer der Kurzzeit-Jitter verstanden.

5.3.4 Phasendrift

Unter Phasendrift wird die Veränderung des Phasenmittelwertes verstanden. Bei den Messungen wird die Phase hierzu über Zeiträume gemittelt von

$$T_M \geq 1s. \quad (5,47)$$

5.3.5 Additiver Jitter

Als additiven Jitter bezeichnen wir die Phasenschwankungen, die durch die Addition von Störungen, z.B. bei der Übertragung, zusätzlich entstehen. Bei den zu minimierenden Größen $t_{j, Sys, Trans}$, σ_{RG} , σ und $t_{j, Mess, Trans}$ (Optimierungsparameter, Kap. 3.2.4) handelt es sich um additiven Jitter. Erfährt ein Signal mehrere unkorrelierte Phasenstörungen, dann addieren sich ihre N Standardabweichungen $\sigma_{t,n}$ bzw. ihre M Mittelwerte $\Delta t_{D, RMS, m}$ quadratisch zu einer Gesamtschwankung t_j , die wiederum einen quadratischen Mittelwert darstellt

$$t_j = \sqrt{\sum_{n=1}^N \sigma_{t,n}^2 + \sum_{m=1}^M \Delta t_{D, RMS, m}^2} \quad (5,48)$$

In diesem Kapitel wurde ein Modell vorgestellt, das beschreibt, wie Störungen Phasenschwankungen in Sinus- und Rechteckschwingungen bewirken. In den beiden folgenden Kapiteln werden diese Störungen, das Rauschen und das Übersprechen im System untersucht sowie Wege zur Minimierung der Phasenschwankungen aufgezeigt.

¹² Die Messroutinen in Oszilloskopen gehen typischerweise von zufälligem Jitter aus.

6 Rauschen

Der wesentliche Unterschied des hier entwickelten optischen Netzwerks zu anderen optischen Übertragungssystemen ist, dass nicht versucht wird, mit einem möglichst kleinen SNR noch eine bestimmte Bit-Fehler-Rate zu erreichen, sondern das System auf einen möglichst großen Signal-Rausch-Abstand hin zu optimieren. Je weniger Rauschen den Signalen bei der Übertragung hinzugefügt wird, desto weniger Phasenschwankungen werden hierdurch verursacht. Das optische Netzwerk (Kap. 3.4) generiert ausschließlich Amplitudenrauschen, dessen Auswirkung auf den Jitter in Kapitel 5.2.1 beschrieben wird. In diesem Kapitel werden die wesentlichen Ursachen für die Entstehung dieses Amplitudenrauschens erläutert. Es wird näherungsweise angenommen, dass alle Rauschprozesse weiß¹³ und gaußverteilt¹⁴ sind. Um eine gute Vergleichbarkeit der Rauschkomponenten zu gewährleisten, werden die Rauschleistungsdichten in Relation zum Gleichanteil der Signalleistung nach der optisch/elektrischen Umsetzung durch eine Photodiode angegeben. In der Photodiode wird die optische Signal- und Rauschleistung in elektrischen Strom umgewandelt. Die zugehörigen Leistungen sind proportional zum Quadrat der Ströme. Um die relative Rauschdichte zu erhalten, werden im Folgenden die jeweiligen Rauschstromdichten ins Verhältnis zum Mittelwert des Signalstroms I_{PD} gesetzt und zusammen quadriert. Dieser Signalstrom ist abhängig von der durchschnittlichen optischen Leistung P_{PD} , die die Photodiode erreicht, und der Responsivität R (Kap. 15.4). Der Gleichanteil der elektrischen Signalleistung $P_{G,PD}$ verhält sich proportional zum Quadrat des Signalstrom-Mittelwerts

$$P_{G,PD} \propto I_{PD}^2 = R^2 P_{PD}^2. \quad (6,1)$$

Einige Rauscharten sind abhängig von der momentan auf die Photodiode einwirkenden optischen Leistung $P_{PD}(t)$ und nicht von der durchschnittlichen Leistung P_{PD} . Daher bringt diese Normierung auch den Vorteil mit sich, dass das Rauschen im Nulldurchgang eines Taktsignals charakterisiert wird. Damit ist dann direkt eine Umrechnung der durch das Rauschen verursachten Amplitudenstörungen in Phasenschwankungen möglich (Kap. 5.2.1).

Es ist zu beachten, dass einige Rauschursachen für alle optischen Kanäle relevant sind, während andere Rauscharten entweder nur in den Übertragungskanälen oder nur im Messkanal auftreten. Abgeschlossen werden die Betrachtungen der unterschiedlichen Kanäle jeweils mit einer Analyse, mit Hilfe welcher Parameter eine Maximierung der Signal-Rausch-Abstände erfolgen kann und welche Werte mit dem Prototyp praktisch erreicht wurden.

¹³ Auch das durch Rayleigh-Rückstreuung verursachte Rauschen ist im relevanten Bereich näherungsweise weiß.

¹⁴ Insgesamt stellt das von der Photodiode abgegebene Rauschen einer Poissonprozess dar.

6.1 Allgemeine Rauschursachen

In diesem Kapitel werden die Rauschursachen beschrieben, die in allen optischen Kanälen auftreten.

6.1.1 Schwankungen der Laserleistung

In dem hier vorgestellten System erzeugen Laser die benötigten optischen Träger mit den Wellenlängen λ_1 , λ_2 , und λ_M (Abbildung 26). Idealerweise wären ihre Leistungen konstant, tatsächlich weisen sie aber Leistungsschwankungen auf, die als *RIN* (Relative Intensity Noise) bezeichnet werden. Da zur Übertragung der Signale die optischen Träger in ihrer Amplitude moduliert werden, tritt das *RIN* bei der späteren Umsetzung des optischen Signals in ein elektrisches Signal als Störung in Erscheinung. *RIN* ist definiert als eine relative Rauschleistungsdichte [42, S. 272]

$$RIN(\nu) = \frac{\Delta P_{opt}^2(\nu)}{P_{opt}^2}, \quad (6,2)$$

hierbei ist ΔP_{opt} der Effektivwert der Laserintensitätsschwankung pro Hertz, ν die optische Frequenz und P_{opt} steht für die durchschnittliche Laserleistung. Nach Gl. (6,1) ist das Verhältnis der quadrierten optischen Leistungen identisch mit dem Verhältnis der elektrischen Leistungen. Für (6,2) kann also auch geschrieben werden [43, S. 4]

$$RIN(f) = \frac{\Delta P_N(f)}{P_{G,PD}}, \quad (6,3)$$

mit der elektrische Rauschleistungsdichte ΔP_N , der Frequenz f und dem Gleichanteil der elektrischen Leistung $P_{G,PD}$. Das *RIN* wird üblicherweise in der Einheit dB/Hz angegeben. Die Schwankungen der Laserleistung werden hauptsächlich durch spontane Lichtemission des Lasers verursacht. Wie stark diese spontane Lichtemission ist, hängt wiederum von den Betriebsbedingungen ab, wie z.B. dem Betriebsstrom und der Modulationsfrequenz (bei direkter Modulation) des Lasers. Die Einkopplung externer Lichtwellen in den Laser vergrößert das *RIN* [43, S. 6]. In der praktischen Realisation des hier entwickelten Systems wurden daher externe Modulatoren eingesetzt, um den Einfluss der Modulationsfrequenz zu beseitigen, und zwei optische Isolatoren an den Laserausgängen angebracht, die die Einkopplungen von externen Lichtwellen in die Laser unterdrücken.

6.1.2 Schrot-Rauschen

Das Schrot-Rauschen verursacht eine absolute Dichte (A^2/Hz) von [44, S. 786]

$$i_{Schrot}^2 = 2qRP_{PD}, \quad (6,4)$$

wobei q für die Elementarladung steht. Setzt man diese ins Verhältnis zum Gleichanteil der von der Photodiode abgegebenen Signalleistung in Gl. (6,1), dann erhält man die relative Leistungsdichte des Schrot-Rauschens

$$\rho_{Schrot} = \frac{i_{Schrot}^2}{I_{PD}^2} = \frac{2q}{RP_{PD}}. \quad (6,5)$$

Es handelt sich hierbei um ein weißes, gaußverteiltes Rauschen, das direkt von der optischen Leistung abhängt, die auf die Photodiode einwirkt. Wird die optische Eingangsleistung P_{PD} vergrößert, dann sinkt die Rauschleistung im Verhältnis zur Signalleistung.

6.1.3 Empfänger-Rauschen

Das Empfänger-Rauschen kann über die Größe NEP (Noise Equivalent Power) charakterisiert werden. Ihr Wert sagt aus, welche optische Eingangsleistung am Empfänger anliegen muss, um an dessen Ausgang ein Signal-Rausch-Verhältnis von 1 zu erreichen¹⁵ [36, S. 165]. Einige Hersteller von optischen Empfängern geben keinen absoluten Wert für NEP an, sondern die Rauschleistungsdichte ρ_{NEP} . Multipliziert man diese mit der Responsivität der Photodiode, dann erhält man die Rauschstromdichte. Die Rauschleistungsdichte des Empfängers kann so in Relation zur optischen Eingangsleistung in der Einheit dB/Hz ausgedrückt werden

$$\rho_{Empf} = \frac{(R\rho_{NEP})^2}{(RP_{PD})^2} = \frac{\rho_{NEP}^2}{P_{PD}^2}. \quad (6,6)$$

Eine Erhöhung der optischen Eingangsleistung um 3 dB vergrößert der Abstand zum Empfänger-Rauschen demnach um 6 dB.

6.1.4 Minimierung der relativen Rauschleistungsdichte

In den vorangegangenen Unterkapiteln wurden die Rauschursachen beschrieben, die in allen optischen Übertragungssystemen auftreten. Die relativen Rauschleistungsdichten des Schrot- und Empfänger-Rauschens sind direkt von der optischen Eingangsleistung der Photodiode abhängig. Diese Abhängigkeiten und die Auswirkungen auf das Gesamtrauschen sind in Abbildung 44 dargestellt. Zur Berechnung der Graphen mit den Gl. (6,3), (6,5) und (6,6) wurden folgende Annahmen getroffen¹⁶: $RIN = -145$ dB/Hz, $R = 1$ A/W und $\rho_{NEP} = 20$ pW/ \sqrt{Hz} . Es ist klar ersichtlich, dass die Summe aller Rauschkomponenten in Relation zum Signal mit steigender Eingangsleistung der Photodiode bis etwa 0 dBm abnimmt. Während das Rauschen des Empfängers in diesem Beispiel unterhalb von -5 dBm Eingangsleistung dominiert, ist das RIN oberhalb von -5 dBm die limitierende Größe. Real existierende Photodioden sind in der Größe der optischen Leistung, die sie noch linear umsetzen können, begrenzt. Bei den im Prototyp verwendeten Empfängern liegt diese Grenze, die nicht weit überschritten werden sollte, um Signalverzerrungen zu vermeiden, ungefähr bei 0 dBm¹⁷. Um eine niedrige relative Rauschleistungsdichte zu erzielen, wird daher in dieser Arbeit eine Aussteuerung der Photodioden mit 0 dBm angestrebt.

¹⁵ RIN und Schrot-Rauschen sind hierbei in der Regel vernachlässigbar.

¹⁶ Das entspricht den Werten der Laser und Empfänger in den Versuchsaufbauten.

¹⁷ Signalverzerrungen können dazu führen, dass die Lage der Nulldurchgänge der Systemtakte verschoben wird, was zu einer Verfälschung der Zeitinformation führt. Die Zerstörungsgrenze der Empfänger liegt bei 10 dBm optischer Eingangsleistung.

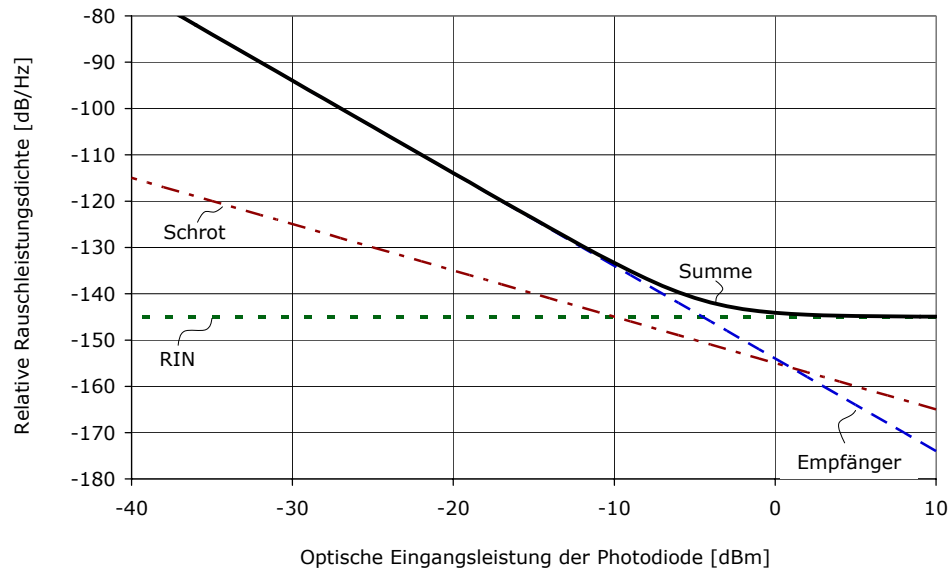


Abbildung 44 Rauschleistungsichte in Abhängigkeit von der Eingangsleistung

6.2 Rauschen in den Übertragungskanälen

In den Übertragungskanälen treten neben den in Kapitel 6.1 beschriebenen Rauscharten zusätzliche Rauschkomponenten auf, die durch den Einsatz eines optischen Verstärkers vom Typ EDFA (Erbium-doped Fiber Amplifier) verursacht werden. In diesem Kapitel werden die zusätzlichen Rauschkomponenten beschrieben und das Rauschverhalten der Übertragungskanäle insgesamt dargestellt. Die folgenden Ausführungen über das Rauschverhalten von EDFAs sind [44, S. 874 ff.] entnommen und beziehen sich auf die in Abbildung 45 dargestellte Anordnung.

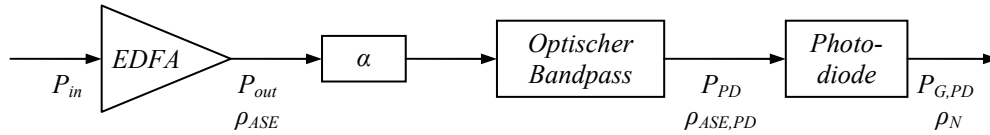


Abbildung 45 Optische Übertragungsstrecke mit EDFA

Die Verstärkung G des EDFAs ist definiert als

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}}. \quad (6,7)$$

Im EDFA tritt nicht nur stimulierte Emission auf, die das Eingangssignal verstärkt, sondern auch spontane Emission, die ebenfalls verstärkt wird (ASE - Amplified Spontaneous Emission). Diese spontane Emission erzeugt eine optische Rauschleistungsdichte

$$\rho_{ASE} = 2n_{sp} h\nu (G-1), \quad (6,8)$$

die abhängig ist von der Verstärkung, der Energie eines Photons $h\nu$ und dem Populations-Inversionsfaktor n_{sp} [44, S. 873]. Dieser ist direkt mit der Rauschzahl verknüpft [45, S. 101]

$$F = \frac{1 + 2n_{sp}(G-1)}{G}. \quad (6,9)$$

Der Populations-Inversionsfaktor

$$n_{sp} = \frac{FG-1}{2(G-1)} \quad (6,10)$$

ist also von der Rauschzahl F und ebenfalls von der Verstärkung abhängig. Nun wird Gl. (6,10) in Gl. (6,8) eingesetzt

$$\rho_{ASE} = h\nu (FG-1) \quad (6,11)$$

und es ist ersichtlich, dass die optische Rauschleistungsdichte bei konstanter optischer Frequenz ν nur von der Rauschzahl und der Verstärkung abhängig ist. Sowohl die Signal-

leistung am Ausgang des EDFAs P_{out} als auch die Rauschleistungsdichte ρ_{ASE} erfahren bei der Übertragung die Dämpfung α . An der Photodiode liegen also die Größen

$$P_{PD} = \alpha P_{out} \quad (6,12)$$

$$\rho_{ASE,PD} = \alpha \rho_{ASE} \quad (6,13)$$

an. Die optische Rauschleistungsdichte erzeugt bei der Umsetzung in der Photodiode drei zusätzliche Rauschkomponenten, die in den folgenden Unterkapiteln beschrieben werden. Zur Vereinfachung wird dabei angenommen, dass der Durchlassbereich des optischen Bandpasses wesentlich größer als der der Signalbandbreite ist.

6.2.1 Schrot-Rauschen ASE

Die optische Rauschleistungsdichte der spontan auftretenden Emission $\rho_{ASE,PD}$ verursacht ein Schrot-Rauschen am Ausgang der Photodiode mit der Dichte (A^2/Hz) [44, S. 873]

$$i_{Schrot,ASE}^2 = 2qR\rho_{ASE,PD}\Delta\nu. \quad (6,14)$$

Hierbei stellt $\Delta\nu$ die optische Bandbreite dar. Der Term (6,14) wird ins Verhältnis zum Quadrat des mittleren Signalstroms in Gl. (6,1) gesetzt, um die relative Leistungsdichte des Rauschens zu erhalten

$$\rho_{Schrot,ASE} = \frac{i_{Schrot,ASE}^2}{I_{PD}^2} = \frac{2qR\rho_{ASE,PD}\Delta\nu}{R^2 P_{PD}^2}. \quad (6,15)$$

Hier setzen wir noch die Gl. (6,7), (6,12) und (6,13) ein

$$\rho_{Schrot,ASE} = \frac{2q\rho_{ASE}\Delta\nu}{R\alpha P_{in}^2 G^2}, \quad (6,16)$$

und mit Gl. (6,11) erhält man schließlich

$$\rho_{Schrot,ASE} = \frac{2qh\nu(FG-1)\Delta\nu}{R\alpha P_{in}^2 G^2}. \quad (6,17)$$

Da dem EDFA in dem hier betrachteten System eine relativ große optische Eingangsleistung $P_{in} > 0$ dBm zugeführt wird, spielt diese Rauschart eine vernachlässigbare Rolle (Tabelle 2).

6.2.2 Signal-Spontan-Rauschen

Die vom Signal-Spontan-Rauschen erzeugte Dichte (A^2/Hz) ist [44, S. 874]

$$i_{s-sp}^2 = R^2 P_{PD} \rho_{ASE,PD}, \quad (6,18)$$

wobei hier der Faktor 2 wegfällt, da nur das Rauschen im Nulldurchgang des Signals für die Berechnung der Phasenschwankungen von Interesse ist. Für die relative Leistungsdichte des Signal-Spontan-Rauschens ergibt sich

$$\rho_{s-sp} = \frac{i_{s-sp}^2}{I_{PD}^2} = \frac{R^2 P_{PD} \rho_{ASE,PD}}{R^2 P_{PD}^2} = \frac{\rho_{ASE,PD}}{P_{PD}}, \quad (6,19)$$

und weiter mit den Gl. (6,7), (6,11), (6,12) und (6,13)

$$\rho_{s-sp} = \frac{h\nu(FG-1)}{P_{in}G}. \quad (6,20)$$

Wenn $G \gg 1$, dann ist $F > 2$ [45, S. 100] und für Gl. (6,20) kann näherungsweise

$$\rho_{s-sp} \approx \frac{h\nu F}{P_{in}} \quad (6,21)$$

geschrieben werden. Nun ist erkennbar, dass bei gegebener optischer Frequenz und Rauschzahl das Signal-Spontan-Rauschen hauptsächlich von der Eingangsleistung des optischen Verstärkers und nur in geringem Maße von der Verstärkung abhängt.

6.2.3 Spontan-Spontan-Rauschen

Das Spontan-Spontan-Rauschen erzeugt eine Dichte (A^2/Hz) von [44, S. 874]¹⁸

$$i_{sp-sp}^2 = R^2 \rho_{ASE,PD}^2 \Delta\nu. \quad (6,22)$$

Die relative Leistungsdichte des Spontan-Spontan-Rauschens zur Signalleistung ergibt sich wieder aus dem Verhältnis von Gl. (6,22) zum Gleichanteil der Signalleistung in Gl. (6,1)

$$\rho_{sp-sp} = \frac{i_{sp-sp}^2}{I_{PD}^2} = \frac{R^2 \rho_{ASE,PD}^2 \Delta\nu}{R^2 P_{PD}^2} = \frac{\rho_{ASE,PD}^2 \Delta\nu}{P_{PD}^2}. \quad (6,23)$$

Hier setzen wir wieder die Gl. (6,7), (6,11), (6,12) und (6,13) ein und erhalten

$$\rho_{sp-sp} = \frac{[h\nu(FG-1)]^2 \Delta\nu}{P_{in}^2 G^2}. \quad (6,24)$$

Ebenso wie das Schrot-Rauschen ist das Spontan-Spontan-Rauschen bei einer hohen EDFA-Eingangsleistung P_{in} vernachlässigbar (Tabelle 2).

¹⁸ Im Gegensatz zu [44, S. 874] wird hier der Faktor 2 wegelassen, da uns das Rauschen bei mittlerer Signalleistung interessiert und nicht der „1-Pegel“ bei On-Off Keying.

6.2.4 Gesamtbetrachtung der Übertragungskanäle, Optimierung

In Kapitel 3.4 wurde schon beschrieben, dass ein EDFA die Verluste des Splitters ausgleichen soll. Zur Minimierung des Rauschens muss der Photodiode eine bestimmte optische Leistung $P_{PD,soll}$ zugeführt werden (Kap. 6.1.4). Um diese zu gewährleisten, muss die Ausgangsleistung des EDFAs pro Kanal $P_{out,ch}$ gegenüber $P_{PD,soll}$ um den Betrag der Dämpfung des Splitters $\alpha_{Splitter}$ und des Übertragungszweiges α_{Zweig} größer sein

$$P_{out,ch} = P_{PD,soll} + \alpha_{Splitter} + \alpha_{Zweig} \quad (6,25)$$

Die Dämpfung eines Übertragungszweiges beträgt etwa 3 dB und wird hauptsächlich von der Einfügedämpfung des Add/Drop-Multiplexers, des FBGs und des Demultiplexers verursacht (Kap. 3.4). Im Splitter entsteht die Dämpfung in erster Linie durch die Aufteilung der Leistung auf die Ausgänge. Üblich ist eine symmetrische Leistungsteilung. Daraus ergeben sich 1×2^n Splitter, deren Dämpfung

$$\alpha_{Splitter} = n \cdot 3dB + \alpha_{Verlust} \quad n \in \mathbb{N} \quad (6,26)$$

beträgt, wobei mit $\alpha_{Verlust}$ die zusätzlich auftretenden Verluste erfasst werden. Das hier entwickelte System soll sich möglichst unabhängig von der Anzahl der Systemzweige verhalten. Dies bedeutet, dass sich die Dämpfung abhängig vom eingesetzten Splitter verändert und die Verstärkung entsprechend angepasst werden muss. Daher ist es von Interesse, wie sich unterschiedliche Verstärkungen auf das Rauschverhalten des Systems auswirken. Für die theoretische und praktische Untersuchung wurde der Versuchsaufbau in Abbildung 46 mit den aufgelisteten Systemparametern gewählt¹⁹.

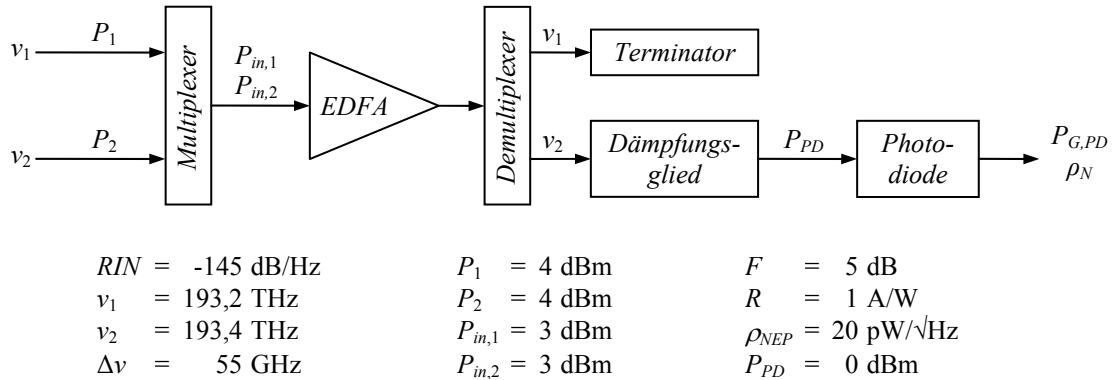


Abbildung 46 Untersuchung – Rauschverhalten des EDFAs

Die Dämpfung des Systems wird kontinuierlich verändert und die Verstärkung des EDFAs so angepasst, dass die Leistung an der Photodiode konstant 0 dBm beträgt. Das Rauschverhalten wird hierfür theoretisch berechnet und bei maximaler Ausgangsleistung eines realen EDFAs zur Überprüfung gemessen. In Abbildung 47 sind die verschiedenen relativen Rauschleistungsichten, die nach den Gl. (6,3), (6,5), (6,6) und (6,20) berechnet wurden, sowie deren Summe als Funktion der Verstärkung dargestellt. Die Anteile des Schrot-Rauschens der spontan auftretenden Emission und des Spontan-Spontan-Rauschens liegen unterhalb von -200 dB/Hz. Damit sind sie praktisch irrelevant werden nicht weiter betrachtet.

¹⁹ Diese Werte entsprechen denen des Prototyps (Kap. 4).

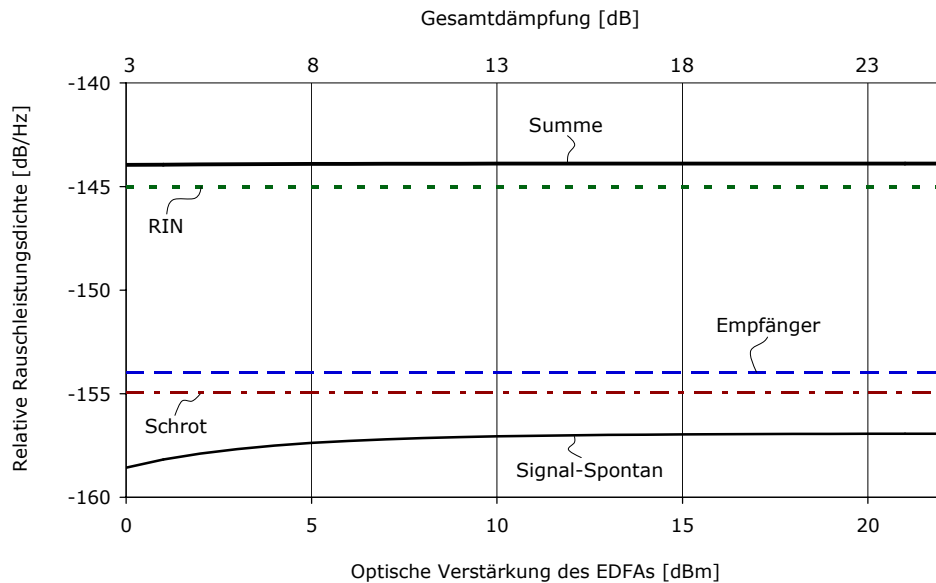


Abbildung 47 Auswirkung der optischen Verstärkung bei $P_{PD} = 0$ dBm

Die relative Leistungsdichte des Signal-Spontan-Rauschens ist mit $\leq -156,9$ dB/Hz die einzige relevante Rauschgröße, die durch die optische Verstärkung verursacht wurde. Zwei Eigenschaften zeichnen sie aus. Zum einen ist ihre Größe nur in geringem Maße von der Verstärkung abhängig und zum anderen ist sie bei einer Eingangsleistung $P_{in,2}$ von 3 dBm deutlich niedriger als die anderen Rauschkomponenten und erhöht somit die Summe der relativen Rauschdichten nur geringfügig ($< 0,3$ dB). In Spalte 2 der Tabelle 2 sind die berechneten Werte für eine Verstärkung von 15,3 dB aufgeführt. Zum Vergleich sind in Spalte 3 die unter gleichen Randbedingungen im Prototyp gemessenen Werte eingetragen.

$P_{in,1} = P_{in,2}$	3 dBm		-17 dBm	
[dB/Hz]	Berechnung	Messung	Berechnung	Messung
ρ_{Empf}	-154,0	-154,7	-154,0	-154,7
RIN	-145,0	-154,9	-145,0	-154,9
ρ_{Schrot}	-154,9		-154,9	
ρ_{S-Sp}	-157,0	-156,9	-136,9	-136,1
$\rho_{Schrot, ASE}$	-204,5		-184,5	
ρ_{Sp-Sp}	-206,5		-166,4	
Summe	-143,9	-149,2	-136,2	-135,9

Tabelle 2 Rauschen bei unterschiedlichen Pegeln am EDFA-Eingang

Durch die Messung werden die theoretischen Überlegungen in wesentlichen Punkten bestätigt. Das Empfängerrauschen stimmt gut mit dem angenommenen Wert überein, während das RIN in der Empfängerbandbreite von 1,2 GHz deutlich niedriger ausfällt. Da nur einer der verwendeten, baugleichen Laser in einer relativ schmalen Bandbreite untersucht wurde, wird für die weitere Betrachtung weiter von dem spezifizierten Wert -145 dB/Hz für das RIN ausgegangen. Auch die Größe der relativen Leistungsdichte des Signal-Spontan-Rauschens wurde durch die Messung bestätigt.

Bemerkenswert ist, dass die Übertragungsdämpfung für das Gesamtrauschen des Systems kaum eine Rolle spielt, solange es möglich ist, sie durch die optische Verstärkung so aus-

zugleichen, dass am Empfänger 0 dBm optischer Leistung anliegen. Außerdem ist das Signal-Spontan-Rauschen deutlich schwächer als das der anderen Rauschkomponenten, wenn eine große Eingangsleistung am EDFA ansteht. Wählt man eine deutlich niedrigere Eingangsleistung, dann steigt die relative Leistungsdichte des Signal-Spontan-Rauschens an. In den Spalten 4 und 5 der Tabelle 2 sind wiederum die berechneten und gemessenen relativen Rauschleistungsdichten für den Fall angegeben, dass die Eingangspegel beider Kanäle um 20 dB auf -17 dBm abgesenkt werden. Nun dominiert klar das Signal-Spontan-Rauschen. In Abbildung 48 ist die Abhängigkeit des Signal-Spontan-Rauschens von der optischen Eingangsleistung des EDFAs dargestellt. Dabei wird die Eingangsleistung beider Kanäle $P_{in,1}$ und $P_{in,2}$ synchron variiert und die Dämpfung wiederum so angepasst, dass an der Photodiode 0 dBm anliegen. Ab einer Leistung von ≥ 0 dBm am EDFA-Eingang erhöht das Signal-Spontan-Rauschen die Summe der relativen Rauschleistungsdichten um weniger als 1 dB. Im Prototyp (Kap. 4) beträgt sie

$$\rho_{\Sigma, \tilde{U}} = -143,9 \frac{\text{dB}}{\text{Hz}} \quad (6,27)$$

bei einer Eingangsleistung von 3 dBm pro Kanal.

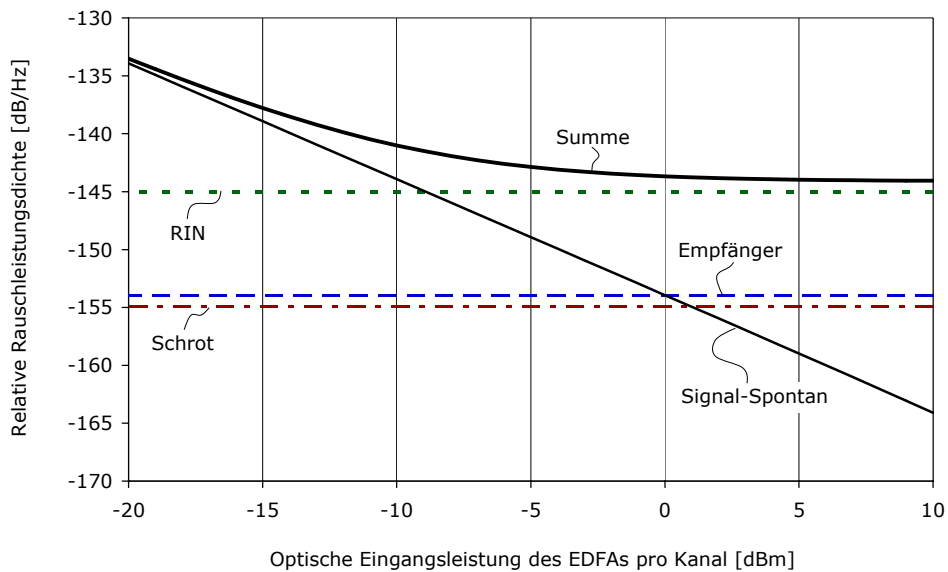


Abbildung 48 Rauschverhalten in Abhängigkeit von der optischen Eingangsleistung

Die Zusammenhänge der Systemparameter zur Minimierung der Summe aller relativen Rauschleistungsdichten $\rho_{\Sigma, \tilde{U}}$ und damit zur Maximierung des Signal-Rausch-Abstands $SNR_{Sys, Trans}$ (Optimierungsparameter, Kap. 3.2.4) lassen sich wie folgt zusammenfassen

$$\left. \begin{array}{l} P_{PD} \uparrow \wedge \rho_{NEP} \downarrow \Rightarrow \rho_{Empf} \downarrow \\ P_{PD} \uparrow \wedge R \uparrow \Rightarrow \rho_{Schrot} \downarrow \\ P_{in} \uparrow \wedge F \downarrow \Rightarrow \rho_{s-sp} \downarrow \end{array} \right\} \Rightarrow \rho_{\Sigma, \tilde{U}} \downarrow \Rightarrow SNR_{Sys, Trans} \uparrow. \quad (6,28)$$

Liegen an der Photodiode 0 dBm optische Leistung an, dann kann die Summe der relativen Rauschleistungsdichten nach Gl. (6,5) nicht weniger als -154,9 dB/Hz betragen²⁰. Ausgehend von den Systemparametern in Abbildung 46 könnte eine signifikante Verbesserung dadurch erzielt werden, dass ein Laser mit einem R/N von -163 dB/Hz und ein Empfänger, der eine höhere Leistung von $P_{PD} = 6$ dBm linear verarbeiten kann, eingesetzt werden²¹. Unter der Annahme, dass die anderen Parameter unverändert bleiben, können durch die Erhöhung der Leistung P_{PD} die Schrot-Rausch-Grenze auf -161 dB/Hz und gleichzeitig das Empfänger-rauschen um 12 dB auf -166 dB/Hz abgesenkt werden. Dadurch reduziert sich die Summe aller relativen Rauschleistungsdichten von -143,9 dB/Hz auf -158 dB/Hz. Es sind also noch signifikante Verbesserungen im Rauschverhalten der Übertragungskanäle möglich.

Würde im hier entwickelten System kein EDFA zum Ausgleich der Splitter-Dämpfung eingesetzt, dann würde die Summe der relativen Rauschleistungsdichten aufgrund der niedrigeren Leistung an der Photodiode ansteigen (Abbildung 44). In Folge dessen würde der Abstand der Signalleistung der zu übertragenden Systemtakte zum Rauschen des Übertragungssystem kleiner. In Abbildung 49 ist der Gewinn an Signal-Rausch-Abstand durch den EDFA in Abhängigkeit von der Splitter-Dämpfung dargestellt. Zur Orientierung sind die Dämpfungswerte handelsüblicher Splitter mit 8 bis 64 Ausgängen markiert.

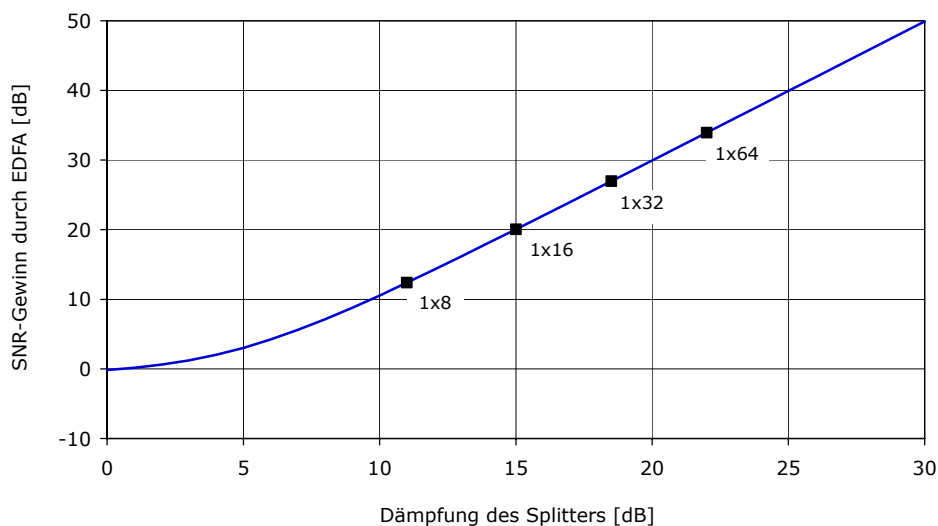


Abbildung 49 Verbesserung des Signal-Rausch-Abstands durch den EDFA

Der EDFA bewirkt bei dem für das System vorgesehenen 1x16-Splitter eine Verbesserung des Signal-Rausch-Abstands von 20 dB, was nach den Ergebnissen in Kapitel 4 eine Reduzierung des additiven Jitters um den Faktor 10 bedeutet²².

²⁰ Für $R = 1$ A/W, das theoretische Maximum der Responsivität beträgt 1,25 A/W für $\nu = 193,4$ THz (Kap. 15.4).

²¹ Solche Laser [47] und Empfänger [48] sind kommerziell erhältlich.

²² Für den Fall, dass gilt $SNR \geq 15$ dB.

6.3 Rauschen im Messkanal

Im Gegensatz zu den Systemtakten wird das Messsignal nicht mit einem EDFA verstärkt. Daher treten die in den Kapiteln 6.2.1, 6.2.2 und 6.2.3 beschriebenen Rauscharten hier nicht auf. Stattdessen tritt aber eine andere Rauschkomponente auf, die durch die Rayleigh-Rückstreuung verursacht wird.

6.3.1 Rayleigh-Rückstreuung

Licht, das sich in einem Wellenleiter ausbreitet, wird aufgrund der amorphen Struktur des Glases in einem infinitesimal kleinem Stück Faser gestreut [36, S. 74], [46, S. 8.7]. Diese Rayleigh-Streuung erfolgt entlang der Faser unkorreliert in alle Richtungen. Ein Teil des gestreuten Lichts wird vom Wellenleiter wieder eingefangen und in die entgegengesetzte Richtung geführt. Dieser Vorgang wird Rayleigh-Rückstreuung genannt. Dem Empfänger der Messeinrichtung in Abbildung 28 werden also nicht nur das rücklaufende optische Signal λ_M zugeführt, sondern zusätzlich die Rayleigh-Rückstreuungen, die vom vorlaufenden Messsignal erzeugt werden. Deren Gesamtleistung am Eingang der Übertragungsfaser lässt sich mit [42, S. 453]

$$P_{Ray}(L) = \frac{S\alpha_S P_0}{2\alpha} [1 - e^{-2\alpha L}] \quad (6,29)$$

berechnen. Hierbei ist L die Länge der Faser, S der Rückstreu-Fangfaktor, α_S die durch Rayleigh-Streuung verursachte Faserdämpfung, P_0 die in die Übertragungsfaser eingespeiste optische Leistung und α die Faserdämpfung. Mit Gl. (6,29) lässt sich der Rückflussfaktor der Rayleigh-Rückstreuung definieren

$$R_{Ray}(L) = \frac{P_{Ray}(L)}{P_0} = \frac{S\alpha_S}{2\alpha} [1 - e^{-2\alpha L}]. \quad (6,30)$$

Das von der Photodiode im Empfänger abgegebene Leistungsdichtespektrum enthält neben dem Gleichanteil des optischen Trägers und dem sinusförmigen Messsignal auch noch Rauschen, das auf die Rayleigh-Rückstreuung zurückzuführen ist. Analytisch lässt sich das Leistungsdichtespektrum nicht berechnen. In dieser Arbeit wurde aber eine semianalytische Näherung hergeleitet (Kap. 15.5)²³

$$S_{I_{I_1}, Norm}(f \geq 0) \approx \underbrace{\delta(f)}_{\text{Gleichanteil}} + \underbrace{\frac{m^2}{2} \delta(f - f_M)}_{\text{Modulationssignal}} + \underbrace{\frac{4}{\pi} \frac{R_{Ray}(L)}{R_D} \left[a^2 \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + f^2} + b \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + (f - f_M)^2} \right]}_{\text{Rauschspektrum}}, \quad (6,31)$$

²³ Der Einfluss des Add/Drop-Multiplexers und der kurzen Fasern zwischen dem Zirkulator und der Übertragungsfaser werden vernachlässigt.

die das auf den Gleichanteil normierte Spektrum darstellt. Dadurch ist das Rauschspektrum identisch mit der relativen Rauschleistungsichte

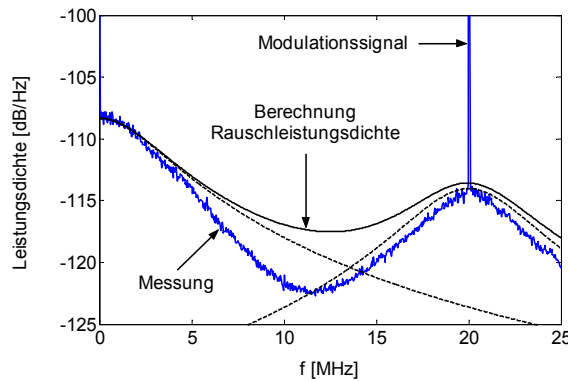
$$\rho_{Ray}(f) \approx \frac{4}{\pi} \frac{R_{Ray}(L)}{R_D} \left[a^2 \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + f^2} + b \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + (f - f_M)^2} \right] \quad (6,32)$$

und mit den anderen Rauschkomponenten gut vergleichbar. Hierbei stellt R_{Ray} den Rückflussfaktor der Rayleigh-Streuung und R_D die Relation der empfangenen zur ausgesendeten Signalleistung dar. Vom Verhältnis dieser beiden Parameter hängt die Größe des Rauschens insgesamt ab. Die Form des Rauschens wird dagegen von der Linienbreite des Lasers Δf , der Modulationsfrequenz f_M und den Koeffizienten a und b bestimmt. Letztere hängen vom Modulationsindex ab und sind numerisch berechenbar (Kap. 15.5.2). Einige der Koeffizienten a und b sind für verschiedene Modulationsindizes m in Tabelle 3 aufgeführt.

m	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
a	1	0,999	0,995	0,989	0,979	0,967	0,951	0,932	0,906	0,873	0,818
b	0	0,00125	0,00504	0,0114	0,0206	0,0329	0,0486	0,0685	0,0937	0,127	0,182

Tabelle 3 Koeffizienten a und b in Abhängigkeit vom Modulationsindex

Die Näherung (6,31) wurde mit Hilfe von Messungen überprüft. In Abbildung 50 wird das berechnete dem gemessenen Spektrum gegenübergestellt²⁴. Der optische Träger wurde hierbei mit einem 20 MHz-Sinussignal moduliert. Für die Berechnung wurde von den in Abbildung 50 angegebenen Parametern ausgegangen.



$$\begin{aligned} S &= 0,00204 \\ \alpha_S &= 0,0306 \text{ km}^{-1} \\ \alpha &= 0,0461 \text{ km}^{-1} \\ L &= 1 \text{ km} \\ R_D &= 0,911 \\ \Delta f &= 3,5 \text{ MHz} \\ f_M &= 20 \text{ MHz} \\ m &= 1 \\ a &= 0,818 \\ b &= 0,182 \end{aligned}$$

Abbildung 50 Vergleich zwischen Berechnung und Messung des Rayleigh-Rauschens

Beim Phasenvergleich in der Messeinrichtung wird die Bandbreite des empfangenen Sinussignals auf 10 Hz eingeschränkt, um einen guten Signal-Rausch-Abstand zu erzielen. Für unsere Betrachtung ist daher nur die relative Rauschleistungsichte in unmittelbarer Nähe des Modulationssignals f_M relevant, die ausgehend von Gl. (6,32) mit guter Näherung

$$\rho_{Ray}(f = f_M) \approx \frac{4}{\pi} \frac{R_{Ray}(L)}{R_D} \left[a^2 \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + f^2} + \frac{b}{\Delta f} \right] \quad (6,33)$$

²⁴ Das Rayleigh-Rauschen dominiert hier klar gegenüber den anderen Rauschkomponenten.

entspricht. Die Extremwerte dieser Funktion sind

$$\rho_{Ray}(f = f_M) \Big|_{\max} = \lim_{f_M \rightarrow 0} \rho_{Ray}(f = f_M) \approx \frac{4}{\pi} \frac{R_{Ray}(L)}{R_D} \frac{a^2 + b}{\Delta f} \quad (6,34)$$

und

$$\rho_{Ray}(f = f_M) \Big|_{\min} = \lim_{f_M \rightarrow \infty} \rho_{Ray}(f = f_M) \approx \frac{4}{\pi} \frac{R_{Ray}(L)}{R_D} \frac{b}{\Delta f}. \quad (6,35)$$

In Abbildung 51 ist die relative Rauschleistungsdichte in unmittelbarer Nähe des Modulationssignals $\rho_{Ray}(f = f_M)$ für Modulationsfrequenzen von 10 kHz bis 10 GHz dargestellt. Die durchgezogene Linie stellt dabei immer den Verlauf für die in Abbildung 50 angegebenen Parameter dar.

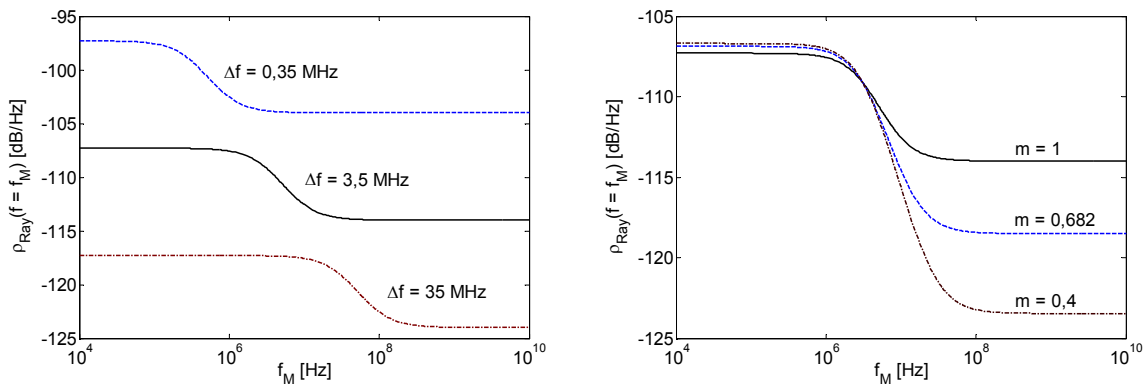


Abbildung 51 Einfluss der Linienbreite Δf und des Modulationsindex m auf die relative Rauschleistungsdichte $\rho_{Ray}(f = f_M)$

Daneben sind links zwei zusätzliche Kurven zu sehen, die den Verlauf für andere Linienbreiten des Lasers beschreiben. Bemerkenswert ist, dass eine Vergrößerung der Linienbreite des Lasers ein Absinken von $\rho_{Ray}(f = f_M)$ bewirkt. Rechts in Abbildung 51 ist zu sehen, dass auch der Modulationsindex einen signifikanten Einfluss auf $\rho_{Ray}(f = f_M)$ hat. Bei kleiner werdendem Modulationsindex sinkt die relative Rauschleistungsdichte oberhalb von $f_M = \Delta f$ stark ab, während unterhalb dieser Grenze $\rho_{Ray}(f = f_M)$ leicht ansteigt.

6.3.2 Gesamtbetrachtung des Messkanals, Optimierung

Das Rayleigh-Rauschen ist die klar dominierende Größe im Messkanal des Prototyps. Es liegt nach den Gl. (6,34) und (6,35) in einem Bereich von -106,9 bis -118,5 dB/Hz. Dabei ist hier zu beachten, dass beim Prototyp aus praktischen Gründen ein Modulationsindex von 0,682 mit den daraus resultierenden Koeffizienten $a = 0,935$ und $b = 0,0646$ gewählt wurde. Ansonsten gelten wieder die in Abbildung 50 aufgelisteten Parameter. Der Prototyp ist so ausgelegt, dass dem Messempfänger 0 dBm optische Leistung zugeführt werden können. Für diesen Fall sind in Abbildung 52 die relativen Rauschleistungsdichten dargestellt. Die anderen Rauschkomponenten liegen um mehr als 20 dB unter denen des Rayleigh-Rauschens. Damit spielen sie praktisch keine Rolle und die Summe aller Rauschleistungsdichten ist mit guter Näherung gleich der des Rayleigh-Rauschens in unmittelbarer Nähe des Trägers $\rho_{Ray}(f = f_M)$.

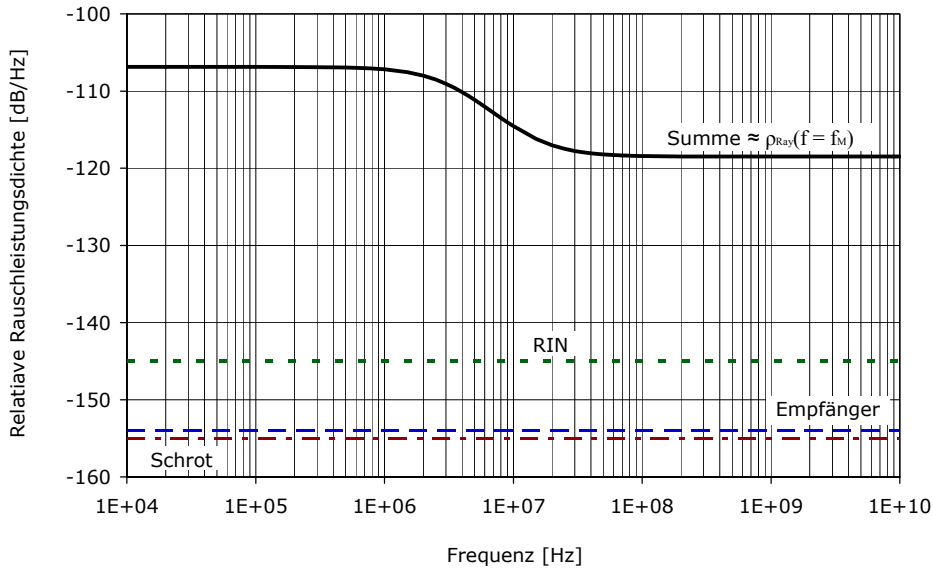


Abbildung 52 Relative Rauschleistungsdichte in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz

Allgemein können zur Minimierung des Rauschens im Messkanal $\rho_{\Sigma, \text{Mess}}(f = f_M)$ und damit auch zur Maximierung des Signal-Rausch-Abstands $SNR_{\text{Mess, Trans}}$ (Optimierungsparameter, Kap. 3.2.4) folgende Zusammenhänge zwischen den Systemparametern genutzt werden

$$\left. \begin{array}{l} \Delta f \uparrow \wedge R_D \uparrow \wedge L \downarrow \Rightarrow \rho_{\text{Ray}}(f = f_M) \downarrow \\ \phantom{\rho_{\text{Ray}}(f = f_M) \downarrow} RIN \downarrow \\ P_{PD} \uparrow \wedge \rho_{NEP} \downarrow \Rightarrow \rho_{\text{Empf}} \downarrow \\ P_{PD} \uparrow \wedge R \uparrow \Rightarrow \rho_{\text{Schrot}} \downarrow \end{array} \right\} \Rightarrow \rho_{\Sigma, \text{Mess}}(f = f_M) \downarrow \Rightarrow SNR_{\text{Mess, Trans}}(f = f_M) \uparrow \quad (6,36)$$

Ausgehend von dem Rauschverhalten des Prototyps (Abbildung 52) lässt sich über die Vergrößerung der Linienbreite des Lasers Δf eine starke Absenkung des Rauschens bewirken (Abbildung 51 links). Das Verhältnis der empfangenen zur ausgesendeten Signalleistung R_D kann nicht größer als 1 werden (Gl. (15,67) in Kap. 15.5.2). Im Prototyp ist es aufgrund der beinahe vollständigen Reflexion am FBG ($R > 0,999$) nahe dem Optimum von 0,912. Für die Übertragungsfaser wurde bei allen vorigen Betrachtungen eine Länge $L = 1$ km angenommen, was der maximal erwarteten Länge entspricht. Für sehr viel größere Längen nähert sich der Rückflussfaktor der Rayleigh-Rückstreuung einem Grenzwert ($L \rightarrow \infty$, Kap. 15.5.1) und $\rho_{\text{Ray}}(f = f_M)$ liegt in einem Bereich von -96,3 bis -107,9 dB/Hz. Bei $L < 1$ km sinkt die relative Rauschleistungsdichte. Die Summe in Abbildung 52 stellt demnach den Höchstwert der relativen Rauschdichte dar. Ausgehend von $L = 1$ km ist eine Optimierung der anderen Rauschleistungsdichten RIN , ρ_{Empf} und ρ_{Schrot} nur dann sinnvoll, wenn $\rho_{\text{Ray}}(f = f_M)$ über die Vergrößerung der Linienbreite Δf signifikant gesenkt wird.

7 Übersprechen

Neben dem Rauschen stellt das Übersprechen bei der Übertragung eine Ursache für Phasenschwankungen der Signale dar. In diesem Kapitel wird erörtert, wie groß das Übersprechen zwischen den optischen Kanälen und der vor- und rücklaufenden Messwellenlänge ist. Das Übersprechverhalten der passiven Komponenten und des EDFAs der aktiven Komponente werden dabei separat untersucht. Die für das Übersprechen relevanten passiven Komponenten sind der Add/Drop-Multiplexer, das FBG, der Demultiplexer und der Zirkulator. In Kapitel 7.1 wird gezeigt, dass das optische Netzwerk mit diesen Bauteilen so konstruiert wurde, dass eine mehr als ausreichende Übersprechdämpfungen erreicht wird, wobei hier auch die Wahl der Wellenlängen eine Rolle spielt. Das Übersprechen im EDFA dagegen ist zwischen den Übertragungskanälen bei niedrigen Modulationsfrequenzen so groß, dass Systemtakt 1 signifikant von Systemtakt 2 gestört werden kann. Mit Hilfe der Charakterisierung des Übersprechverhaltens in Kapitel 7.2 wird in Kapitel 10 ein Weg aufgezeigt, diese Störung auf ein vernachlässigbares Maß zu reduzieren. Unter dem Begriff Übersprechdämpfung verstehen wir immer das Verhältnis der Signalleistung in Kanal 1 P_S zu der Signalleistung $P_{\bar{u}}$, die von Kanal 2 auf Kanal 1 übergegangen ist. Hierbei ist zu beachten, dass durch die Umsetzung von optischer Leistung in elektrischen Strom die optische

$$\alpha_{\bar{u},opt} = \frac{P_{S,opt}}{P_{\bar{u},opt}} \quad (7,1)$$

und die elektrische Übersprechdämpfung

$$\alpha_{\bar{u},ele} = \frac{P_{S,ele}}{P_{\bar{u},ele}} \quad (7,2)$$

nicht gleich groß sind. Vielmehr gilt nach Gl. (6,1)

$$\left(\frac{P_{S,ele}}{P_{\bar{u},ele}} \right) = \left(\frac{P_{S,opt}}{P_{\bar{u},opt}} \right)^2 \quad (7,3)$$

und damit für den Zusammenhang zwischen elektrischer und optischer Übersprechdämpfung

$$\alpha_{\bar{u},ele} = \alpha_{\bar{u},opt}^2 \quad (7,4)$$

7.1 Passive Komponenten

In diesem Kapitel wird das Übersprechverhalten in den passiven Teilen des optischen Netzwerks, die in Abbildung 26 zu sehen sind, behandelt. Das Netzwerk wurde von vornherein so konzipiert (Kap. 3.4), dass hier nur ein geringes Übersprechen zu erwarten ist. Bei den angegebenen Parametern handelt es sich um die spezifizierten Werte der Bauteile, die im Prototyp Verwendung finden. Die einzige passive Komponente, in der ein Übersprechen zwischen den Übertragungskanälen auftritt, ist der Demultiplexer. Der verwendete Typ ist für Kanalabstände von 100 GHz ausgelegt und weist eine Nachbarkanal-Isolation von $> 25 \text{ dB}_{opt}$ und eine Nichtnachbarkanal-Isolation $> 35 \text{ dB}_{opt}$ auf. Aus diesem Grunde wurden die Wellenlängen bzw. die Frequenzen der Laser so gewählt, dass die Kanalabstände 200 GHz betragen (Tabelle 1, Kap. 4). Das Übersprechen zwischen den Übertragungskanälen beträgt also

$$\alpha_{ii}(\lambda_1 \leftrightarrow \lambda_2) > 35dB_{opt} \Rightarrow \alpha_{ii}(S_1 \leftrightarrow S_2) > 70dB_{ele}, \quad (7,5)$$

wobei λ_1 und λ_2 die mit den Systemtakten modulierten optischen Träger darstellen, während S_1 und S_2 für die Signale nach der optisch/elektrischen Umsetzung von λ_1 und λ_2 in den Empfängern stehen. Ein Übersprechen des Messsignals auf die Systemtakte kann auch nur dadurch entstehen, dass die Isolation des Demultiplexers nicht unendlich groß ist. Allerdings wird die Übersprechdämpfung insgesamt noch durch den wellenlängenselektiven Reflektor (FBG) verringert. Dieser dämpft die Wellenlänge λ_M bei der Transmission um mehr als 30 dB_{opt}. Daraus resultiert eine Übersprechdämpfung des Messsignals auf die Systemtakte von

$$\alpha_{ii}(\lambda_M \rightarrow \lambda_1, \lambda_2) > 65dB_{opt} \Rightarrow \alpha_{ii}(S_M \rightarrow S_1, S_2) > 130dB_{ele}. \quad (7,6)$$

In umgekehrter Richtung sind der Add/Drop-Multiplexer und wiederum das FBG die relevanten Bauteile. Es gibt hier zwei mögliche Wege für ein Übersprechen. Erstens sprechen die vorlaufenden Signale λ_1 und λ_2 auf den Ausgang, mit dem der Zirkulator verbunden ist, über und überlagern das rücklaufende Messsignal λ_M mit einer Dämpfung von > 50 dB_{opt}. Zweitens werden die Systemtakte λ_1 und λ_2 vom FBG auch schwach reflektiert (< -25 dB_{opt}) und laufen mit λ_M zurück zur Messeinrichtung. Hierbei werden λ_1 und λ_2 allerdings noch vom Add/Drop-Multiplexer gedämpft, der für λ_M einen optischen Bandpass darstellt, dessen Nichtnachbarkanal-Isolation > 40 dB_{opt} ist. Die Übersprechdämpfung ist im zweiten Fall mit insgesamt > 65 dB_{opt} größer als im ersten mit > 50 dB_{opt}. Wir können also für die Übersprechdämpfung der Systemtakte auf das Messsignal schreiben

$$\alpha_{ii}(\lambda_1, \lambda_2 \rightarrow \lambda_M) > 50dB_{opt} \Rightarrow \alpha_{ii}(S_1, S_2 \rightarrow S_M) > 100dB_{ele}. \quad (7,7)$$

Von Interesse ist noch das Übersprechen des vorlaufenden Messsignals λ_M^+ auf das rücklaufende Messsignal λ_M^- im Zirkulator, welches ausschließlich von dessen Richtwirkung abhängt

$$\alpha_{ii}(\lambda_M^+ \rightarrow \lambda_M^-) > 65dB_{opt} \Rightarrow \alpha_{ii}(S_M^+ \rightarrow S_M^-) > 130dB_{ele}. \quad (7,8)$$

Die Auswirkung dieses Übersprechens wird in Kapitel 8.2 beschrieben. Um das Verhalten des Prototyps genauer zu kennen, was für die weitere Untersuchung wichtig ist, wurden die Übersprechwerte auch gemessen und in Tabelle 4 den Werten, die sich aus den Spezifikationen ergaben, gegenübergestellt. Bei $\alpha_{ii}(\lambda_1 \leftrightarrow \lambda_2)$ handelt es sich um den Minimalwert, während bei $\alpha_{ii}(\lambda_M \rightarrow \lambda_1, \lambda_2)$, $\alpha_{ii}(\lambda_1, \lambda_2 \rightarrow \lambda_M)$ und $\alpha_{ii}(\lambda_M^+ \rightarrow \lambda_M^-)$ die Grenze des jeweiligen Messaufbaus erreicht wurde. Es ist zu sehen, dass die praktischen Werte teilweise erheblich besser sind als nach den Spezifikationen zu erwarten war. In der letzten Spalte werden die Übersprechdämpfungen den Optimierungsparametern $\alpha_{ii,Sys,Trans}$ und $\alpha_{ii,Mess,Trans}$ (Abbildung 24), die als Sammelbezeichnungen zu verstehen sind, zugeordnet.

	Berechnung nach Spezifikationen [dB _{opt}]	Messung am Prototyp [dB _{opt}]	Zuordnung zu Optimierungsparameter
$\alpha_{ii}(\lambda_1 \leftrightarrow \lambda_2)$	> 35	$> 51,8$	$\alpha_{ii,Sys,Trans}$
$\alpha_{ii}(\lambda_M \rightarrow \lambda_1, \lambda_2)$	> 65	$> 91,5$	$\alpha_{ii,Sys,Trans}$
$\alpha_{ii}(\lambda_1, \lambda_2 \rightarrow \lambda_M)$	> 50	> 85	$\alpha_{ii,Mess,Trans}$
$\alpha_{ii}(\lambda_M^+ \rightarrow \lambda_M^-)$	> 65	> 86	$\alpha_{ii,Mess,Trans}$

Tabelle 4 Messungen der Übersprechwerte im Prototyp

In Kapitel 6.1.1 wurde schon darauf verwiesen, dass Einkopplungen externer Lichtwellen sich ungünstig auf das R/N des Lasers auswirken. Unter diesem Gesichtspunkt ist das rücklaufende Signal λ_M mit einer Leistung von mehr als 0 dBm für alle Laser kritisch. Durch den Netzwerkaufbau (Abbildung 26) wird die Leistung von λ_M in Richtung der Laser stark unterdrückt. So stellt der Add/Drop-Multiplexer einen Bandstopp-Filter vom Out- zum In-Eingang mit der Mittenfrequenz ν_M dar, der λ_M um 49,8 dB_{opt} (Messung) abdämpft. In Verbindung mit der Nichtnachbarkanal-Isolation des Multiplexers von > 35 dB_{opt} ergibt sich eine Dämpfung von > 84,8 dB_{opt} in Richtung der Sender 1 und 2. Der Messsender wird vom Zirkulator gegenüber dem rücklaufenden Messsignal mit 48 dB_{opt} isoliert. Da unmittelbar am Ausgang der Laser auch noch zusätzliche Isolatoren angebracht sind, besteht keine Gefahr, dass Einkopplungen von λ_M eine Vergrößerung des Amplitudenrauschens der Laser bewirkt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass in den passiven Teilen des hier entwickelten optischen Netzwerks eine sehr gute Kanaltrennung erreicht wird und dass das leistungsstarke, rücklaufende Messsignal kein Problem für die Laser darstellt.

Im nächsten Kapitel wird das Übersprechen der Systemtakte im EDFA untersucht. Hier soll noch vorweggenommen werden, dass das vom EDFA durch spontane Emission erzeugte optische Rauschen (Kapitel 6.2) nur sehr stark gedämpft zum Messempfänger gelangt und damit gegenüber den anderen Rauschkomponenten vernachlässigt werden kann. Dies ist durch den Systemaufbau bedingt. Der Add/Drop-Multiplexer stellt für die Messwellenlänge einen Bandstopp-Filter dar, der in etwa die gleiche Bandbreite und optische Mittenfrequenz wie das FBG aufweist. So werden die Rauschkomponenten in der Nähe der Messwellenlänge auf ihrem Weg zum FBG mit ca. 50 dB_{opt} gedämpft und es erreicht nur ein vernachlässigbar kleiner Teil den Messempfänger.

7.2 EDFA

EDFAs werden typischerweise zur Verstärkung von einem oder mehreren 10 Gbit/s DWDM-Signalen eingesetzt. Übersprechen scheint bei diesen Datenraten kein Problem darzustellen, da einige Hersteller auch auf Anfrage keine Informationen hierzu liefern konnten. Im hier entwickelten System geht es aber darum, zwei Taktsignale mit relativ niedrigeren Frequenzen von ca. 97,7 kHz und 200 MHz zu übertragen, wobei der EDFA aufgrund der hohen Eingangspegel immer in Sättigung betrieben wird. Unter dieser Bedingung ist die durchschnittliche Ausgangsleistung des EDFAs näherungsweise unabhängig von dessen Eingangsleistung [45, S. 339]. Ist aber die Ausgangsleistung konstant, dann muss die Verstärkung von der mittleren Eingangsleistung abhängig sein. Werden nun zwei optische Signale verstärkt, von denen eines sich relativ langsam verändert, so verändert sich auch die Verstärkung des EDFAs und es kommt zu einem Übersprechen. Zur Untersuchung dieses Verhaltens wurde die Sprungantwort eines realen EDFAs mit dem Versuchsaufbau in Abbildung 46 gemessen. Hierzu wurden auf Kanal 1 der unmodulierte und auf Kanal 2 der mit einem 2 kHz-Rechtecksignal modulierte Träger übertragen. In Abbildung 53 links ist das Rechtecksignal nach der Übertragung dargestellt.

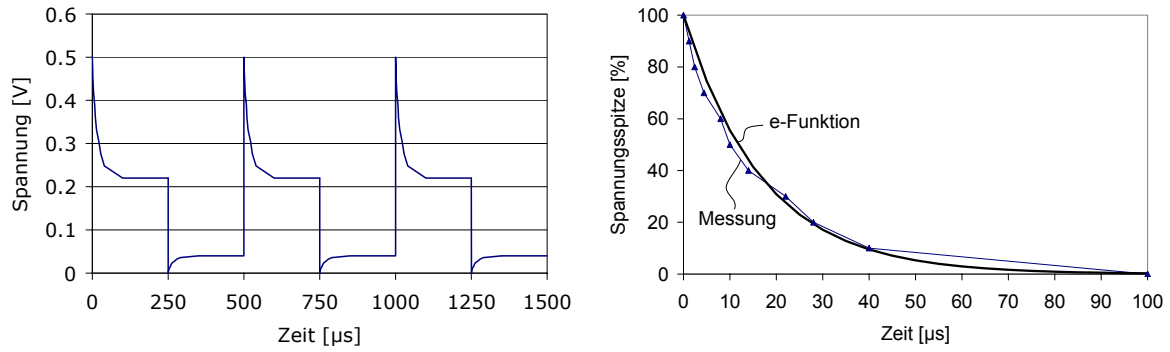


Abbildung 53 Sprungfunktion des EDFAs im Sättigungsbetrieb

Die Spannungsspitzen werden dadurch verursacht, dass die Verstärkung des EDFAs sich erst mit einer gewissen Verzögerung an die Eingangsleistung anpasst. Hierbei ähnelt der Spannungsverlauf dem eines Rechtecksignals, das einen Hochpass durchläuft. In Abbildung 53 rechts wird die Spannungsspitze vergrößert dargestellt und deren Spannungsabfall mit einer e-Funktion, die die Zeitkonstante

$$\tau_{EDFA} = 17 \mu s \quad (7,9)$$

aufweist, angenähert. Das Übersprechen auf Kanal 1 führt zu einem genau entgegengesetzten Spannungsverlauf, was auf ein Tiefpassverhalten mit identischer Grenzfrequenz

$$f_g = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \underbrace{R \cdot C}_{\tau_{EDFA}}} = 9,36 \text{ kHz} \quad (7,10)$$

hindeutet. Wendet man diese Beobachtung zur Modellierung des Übersprechverhaltens in Form einer Übertragungsfunktion \hat{U} an, dann stellt sich noch die Frage nach dem Transmissionsfaktor im Durchlassbereich. Hierzu folgender Ansatz: Dem Eingang des EDFAs werden die modulierten optischen Laserleistungen

$$P_{in,1}(t) = \frac{P_{L,1}}{2} y_1(t) \quad (7,11)$$

$$P_{in,2}(t) = \frac{P_{L,2}}{2} y_2(t) \quad (7,12)$$

zugeführt. Hierbei ist $P_{L,n}$ die Leistung des jeweiligen Sendelasers, die jeweils mit einem Signal

$$y_n(t) = y_n^G + y_n^W(t) \quad (7,13)$$

moduliert ist, das aus einem Gleichanteil y_n^G und einem Wechselanteil y_n^W besteht. Da die Leistungen $P_{in,n}$ nicht negativ werden können und durch die Laserleistungen $P_{L,n}$ begrenzt sind, gilt für die Modulationssignale

$$0 \leq y_n(t) \leq 2 \quad \forall \quad t. \quad (7,14)$$

Am Ausgang des EDFAs treten die um den Faktor G verstärkten Leistungen

$$P_{out,1}(t) = GP_{in,1}(t) \quad (7,15)$$

$$P_{out,2}(t) = GP_{in,2}(t) \quad (7,16)$$

auf. Da der EDFA aufgrund der hohen mittleren Eingangsleistung von

$$\overline{P_{in,1}} + \overline{P_{in,2}} > 1mW \quad (7,17)$$

in Sättigung betrieben wird, bleibt dessen Ausgangsleistung mit guter Näherung, unabhängig von langsamen Schwankungen der Eingangspegel ($f \ll f_g$), konstant [45, S. 339]

$$P_{out,1}(t) + P_{out,2}(t) = P_{out,\Sigma} = konst. \quad (7,18)$$

Daraus folgt, dass die Verstärkung zeitabhängig sein muss

$$G(t) \frac{P_{L,1}}{2} y_1(t) + G(t) \frac{P_{L,2}}{2} y_2(t) = P_{out,\Sigma} = konst. \quad (7,19)$$

Die Schwankungen der Verstärkung wirken sich auf $P_{out,1}$ aus

$$P_{out,1}(\lambda_1 \leftarrow \lambda_2) = \frac{G(t) \frac{P_{L,1}}{2} y_1(t)}{G(t) \frac{P_{L,1}}{2} y_1(t) + G(t) \frac{P_{L,2}}{2} y_2(t)} P_{out,\Sigma} \quad (7,20)$$

Unter der Annahme, dass die Laserleistungen $P_{L,1}$ und $P_{L,2}$ gleich groß sind, ergibt sich

$$P_{out,1}(\lambda_1 \leftarrow \lambda_2) = \frac{y_1(t)}{y_1(t) + y_2(t)} P_{out,\Sigma} \quad (7,21)$$

Nun gehen wir davon aus, dass y_1^W und y_2^W Sinussignale mit den Amplituden a_1 und a_2 sind. Es können zwei Fälle unterschieden werden, für die gilt

$$y_1^W(t) = a_1 \sin(\omega_1 t) \quad \omega_g \ll \omega_1 \rightarrow \infty \Rightarrow \ddot{U}(\lambda_1 \rightarrow \lambda_2) \rightarrow 0 \quad (7,22)$$

$$y_2^W(t) = a_2 \sin(\omega_2 t) \quad \omega_g \gg \omega_2 \rightarrow 0 \Rightarrow \ddot{U}(\lambda_1 \leftarrow \lambda_2) \rightarrow \max. \quad (7,23)$$

Das bedeutet, dass kein Übersprechen von Kanal 1 auf Kanal 2 stattfindet, aber in umgekehrter Richtung das Übersprechen maximal ist. Für Gl. (7,21) können wir unter diesen Randbedingungen schreiben

$$P_{out,1}(\lambda_1 \leftarrow \lambda_2) = \left[\frac{y_1^G}{y_1^G + y_2^G + a_2 \sin(\omega_2 t)} + \frac{a_1 \sin(\omega_1 t)}{y_1^G + y_2^G + a_2 \sin(\omega_2 t)} \right] P_{out,\Sigma} \quad (7,24)$$

Nun wird erkennbar, dass zwei Arten von Übersprechen stattfinden. Zum einem wird der optische Träger und zum anderen die Amplitude des Modulationssignals moduliert. Die Modulation des optischen Trägers führt direkt zu deterministischem Jitter, während die des Modulationsindexes Schwankungen des Signal-Rausch-Abstands zur Folge hat und damit indirekt das Jitterverhalten beeinflusst. Letzteres kann gegenüber der Modulation des Gleichanteils des Signals vernachlässigt werden, und wir schreiben für Gl. (7,24)

$$P_{out,1}(\lambda_1 \leftarrow \lambda_2) = \frac{y_1^G}{y_1^G + y_2^G + a_2 \sin(\omega_2 t)} P_{out,\Sigma} . \quad (7,25)$$

Der Wechselanteil dieses Ausdrucks stellt das uns interessierende Übersprechen dar

$$P_{out,1}^W(\lambda_1 \leftarrow \lambda_2) = P_{out,1}(\lambda_1 \leftarrow \lambda_2) - P_{out,1}^G \quad (7,26)$$

und wird bei der weiteren Betrachtung näherungsweise als sinusförmig angenommen. Der Effektivwert des Übersprechens in Relation zur optischen Durchschnittsleistung

$$\dot{U}(\omega_2 \rightarrow 0) = \frac{P_{out,1}^W(\lambda_1 \leftarrow \lambda_2)|_{Eff}}{P_{out,1}^G} \quad (7,27)$$

stellt das Übersprechen bei niedrigen Frequenzen bezogen auf die Trägerleistung dar. Hierbei ist

$$P_{out,1}^G = \frac{1}{T} \int_0^T P_{out,1}(\lambda_1 \leftarrow \lambda_2) dt \quad (7,28)$$

und

$$P_{out,1}^W(\lambda_1 \leftarrow \lambda_2)|_{Eff} = \frac{1}{T} \sqrt{\int_0^T (P_{out,1}(\lambda_1 \leftarrow \lambda_2) - P_{out,1}^G)^2 dt} . \quad (7,29)$$

Als Übertragungsfunktion des Übersprechens bei sinusförmiger Modulation können wir also näherungsweise schreiben

$$\dot{U}(j\omega_2) \approx \frac{\dot{U}(\omega_2 \rightarrow 0)}{1 + j\omega_2 \tau_{EDFA}} , \quad (7,30)$$

was einem Übersprechen nach der optisch/elektrischen Umsetzung im Empfänger von

$$|\ddot{U}(j\omega_2)|^2 \approx \frac{\dot{U}^2(\omega_2 \rightarrow 0)}{1 + \left(\frac{\omega_2}{\omega_g}\right)^2} = f(y_1^G, y_2^G, a_2) \quad (7,31)$$

entspricht. Dieser Ausdruck bezieht sich ebenso wie die relativen Rauschleistungsdichten in Kapitel 6 auf den Gleichanteil der Leistung des gestörten Signals und ist daher direkt mit diesen vergleichbar. Das Ergebnis in Gl. (7,31) wurde mit Hilfe einer Messung überprüft. Hierbei wurden Kanal 1 mit einem 200 MHz-Sinussignal und Kanal 2 mit Frequenzen von

50 kHz bis 100 MHz moduliert. Als Parameter wurden $y_1^G = y_2^G = 1$ und $a_1 = a_2 = 0,25$ gewählt. Gemessen wurde die Leistungsdifferenz zwischen dem Sinussignal in Kanal 1 und dem in Kanal 2, also der Kehrwert des Signal-Stör-Abstands, der sich nach

$$\frac{1}{SIR(S_1 \leftarrow S_2)} = \frac{|\ddot{U}(j\omega_2)|^2}{\frac{a_1^2}{2}} \quad (7,32)$$

berechnet. In Abbildung 54 ist das nach Gl. (7,32) kalkulierte Signalverhältnis den Werten der Messreihe gegenüber gestellt²⁵.

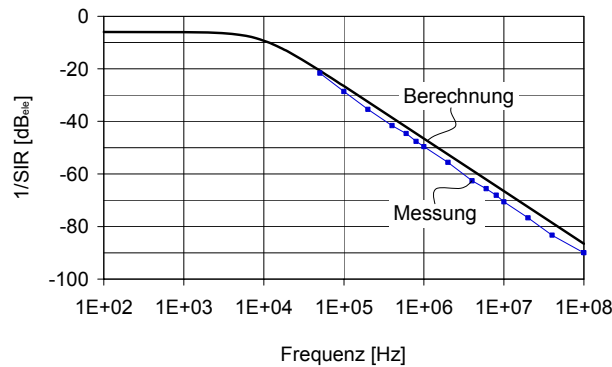


Abbildung 54 Berechnetes und gemessenes Übersprechen im EDFA

Die Näherung liefert etwas ungünstigere Werte als die Messung, stimmt aber ansonsten, insbesondere was die Frequenzabhängigkeit angeht, gut mit den Messwerten überein. Für die Charakterisierung des Übersprechverhaltens unter den hier gegebenen Randbedingungen ist das Verfahren also geeignet. Es ist möglich, über die Ermittlung der Zeitkonstante τ_{EDFA} mit wenig Aufwand die Grenzfrequenz mit Gl. (7,10) und damit das Übersprechverhalten mit Gl. (7,31) zu bestimmen. Die Übersprechdämpfung stellt den Kehrwert Übersprechens dar

$$\alpha_{ii}(S_1 \leftarrow S_2) = \frac{1}{|\ddot{U}(j\omega_2)|^2}. \quad (7,33)$$

Die Auswirkungen des Übersprechens auf die Phasenschwankungen der Signale werden in den Kapiteln 10 und 11 beschrieben. Darüber hinaus wird dort gezeigt, wie über die Veränderung der Signalform von Systemtakt 2 das Übersprechen auf Systemtakt 1 um mehrere Größenordnungen gesenkt werden kann.

²⁵ Die Messung wurde bei einem Übersprechen von 90 dB abgebrochen, da durch das passive Übersprechen im Demultiplexer von 103,6 dB_{ele} eine Verfälschung der Ergebnisse zu erwarten war.

8 Reflexionen

Bei der Laufzeitmessung werden Phasenvergleiche zwischen den gesendeten und den empfangenen sinusförmigen Messsignalen durchgeführt (Abbildung 28). Im Idealfall würde der Messempfänger nur eine gewollte diskrete Reflexion vom FBG empfangen. Tatsächlich werden aber noch weitere, störende Reflexionen auftreten, das rücklaufende Messsignal überlagern und damit Fehler bei der Laufzeitbestimmung verursachen. In diesem Kapitel geht es zuerst darum, die Größe dieser Fehler bei bekanntem Verhältnis von gewollter und ungewollter Reflexionsstärke zu bestimmen. Danach folgt eine Analyse, wie stark die störenden Reflexionen im hier entwickelten System sind und welche Auswirkungen dies auf die Phasenmessung hat.

8.1 Auswirkungen von ungewollten Reflexionen

Wird eine Sinusschwingung mit einer anderen Sinusschwingung, die die gleiche Frequenz aufweist, überlagert, dann resultiert daraus wiederum eine Sinusschwingung, deren Phasenlage von den Amplituden und den Phasen der Einzelschwingungen abhängt. Genau dies ist der Fall, wenn das rücklaufende Messsignal von einer ungewollten Reflexion des gleichen Signals überlagert wird. Das resultierende Signal x weist einen Phasenversatz zum ungestörten Messsignal auf und dies führt zu einem Fehler bei der Laufzeitmessung. Um die Größe dieses Phasenversatzes, der durch eine störende Reflexion entsteht, zu bestimmen, wird folgender Ansatz gewählt

$$x(t) = \underbrace{a \cdot \cos(\omega t)}_{\text{rücklaufendes Messsignal}} + \underbrace{b \cdot \cos(\omega t + \Delta\varphi_{a,b})}_{\text{störende Reflexion}}. \quad (8,1)$$

Hierbei stellen a und b die Amplituden des ungestörten Messsignals bzw. der störenden Reflexion dar und $\Delta\varphi_{a,b}$ ist der Phasenversatz beider Signale. Dieser Ausdruck wird umgeformt

$$\begin{aligned} x(t) &= \Re \left\{ a \cdot e^{j\omega t} + b \cdot e^{j(\omega t + \Delta\varphi_{a,b})} \right\} \\ &= \Re \left\{ a \cdot e^{j\omega t} + b \cdot e^{j\Delta\varphi_{a,b}} \cdot e^{j\omega t} \right\} \\ &= \Re \left\{ (a + b \cdot e^{j\Delta\varphi_{a,b}}) \cdot e^{j\omega t} \right\} \\ &= \Re \left\{ (a + b \cdot \cos(\Delta\varphi_{a,b}) + j \cdot b \cdot \sin(\Delta\varphi_{a,b})) \cdot e^{j\omega t} \right\} \\ &= \Re \left\{ \sqrt{[a + b \cdot \cos(\Delta\varphi_{a,b})]^2 + [b \cdot \sin(\Delta\varphi_{a,b})]^2} \cdot e^{j \operatorname{atan}\left(\frac{b \cdot \sin(\Delta\varphi_{a,b})}{a + b \cdot \cos(\Delta\varphi_{a,b})}\right)} \cdot e^{j\omega t} \right\} \end{aligned}$$

und man erhält für das resultierende Signal

$$x(t) = \sqrt{[a + b \cdot \cos(\Delta\varphi_{a,b})]^2 + [b \cdot \sin(\Delta\varphi_{a,b})]^2} \cdot \cos \left(\omega t + \operatorname{atan} \left(\frac{b \cdot \sin(\Delta\varphi_{a,b})}{a + b \cdot \cos(\Delta\varphi_{a,b})} \right) \right). \quad (8,2)$$

Die Phasenverfälschung beträgt demnach

$$\Delta\varphi_V = \operatorname{atan}\left(\frac{b \cdot \sin(\Delta\varphi_{a,b})}{a + b \cdot \cos(\Delta\varphi_{a,b})}\right). \quad (8,3)$$

Der Phasenversatz $\Delta\varphi_{a,b}$ ist im Allgemeinen nicht bekannt. Es können aber die Extremwerte von Gl. (8,3), die bei $\Delta\varphi_{a,b} = \pm \pi/2$ liegen, und damit die maximal mögliche Phasenverfälschung ermittelt werden

$$|\Delta\varphi_V|_{\max} = \operatorname{atan}\left(\frac{b}{a}\right). \quad (8,4)$$

Wenn a wesentlich größer als b ist, was in unserem System der Fall ist, dann kann mit guter Näherung

$$|\Delta\varphi_V|_{\max} \approx \frac{b}{a} \quad (8,5)$$

geschrieben werden. Die Phasenverfälschung ist also in etwa gleich dem Verhältnis der störenden Reflexion zum rücklaufenden Messsignal.

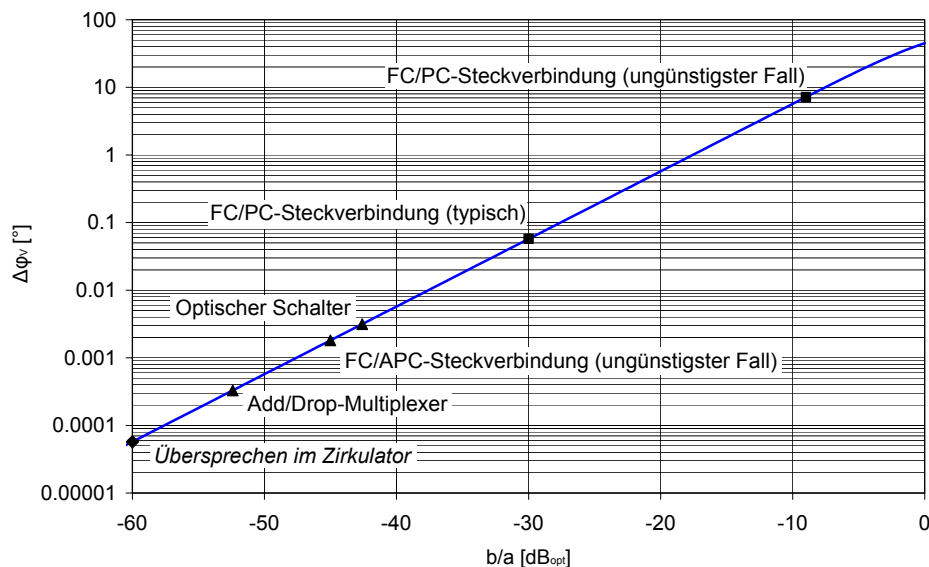
8.2 Größe der ungewollten Reflexionen

Diskrete Störreflexionen treten am optischen Schalter und am Add/Drop-Multiplexer sowie an den Faser-Steckverbindungen auf (Abbildung 27 und Abbildung 28). Mit Hilfe der Faser-Kupplungen werden die Faser-Stecker der Netzwerkkomponenten mit denen der Übertragungsfaser und des FBG verbunden. Die Hersteller spezifizieren typischerweise die Rückflusssdämpfung, also den Kehrwert des Reflexionsfaktors, ihrer Bauteile. Es werden Faser-Stecker der Bauform FC/APC verwendet, mit denen zuverlässig eine Rückflusssdämpfung von über 50 dB_{opt} erreicht wird [44, S. 363]. Im Gegensatz dazu werden mit FC/PC-Steckern nur typische Werte von 30 und 40 dB erreicht. Die höhere Rückflusssdämpfung bei FC/APC-Steckern wird dadurch erzielt, dass die Kontaktflächen um 8° abgeschrägt sind. Da im praktischen Betrieb die Stecker nicht immer optimal gesteckt sind, wurde die Rückflusssdämpfung unter optimalen und unter denkbar ungünstigen Bedingungen gemessen. In Tabelle 5 sind die Messergebnisse, zugehörige Literaturwerte sowie die Herstellerangaben über die Rückflusssdämpfung der Bauteile inklusive des FBG zusammenfassend dargestellt. Aus den Messwerten geht hervor, dass auch unter ungünstigen Bedingungen²⁶ die FC/APC-Stecker eine sehr große Rückflusssdämpfung von mehr als 50 dB aufweisen. Ist nun die Dämpfung bekannt, die das Messsignal von der Störstelle bis zum FBG erfährt, dann kann das Verhältnis der störenden Reflexion zum rücklaufenden Messsignal a/b berechnet werden. In Abbildung 55 ist die maximale Phasenverfälschung in Abhängigkeit vom Verhältnis a/b nach Gl. (8,4) dargestellt. Die Werte einiger Störstellen sind markiert.

²⁶ Die Rückflusssdämpfung eines offenen Steckers wird als ungünstigster Fall angesehen, der sehr schlecht aufeinander sitzenden Steckern entsprechen könnte.

	Rückflussdämpfungen [dB_{opt}]		
	Messung	Literatur	Herstellerangabe
<i>Bauteile</i>			
FBG			< 0,01
Optischer Schalter			57
Add/Drop-Multiplexer			> 45
<i>FC/APC-Stecker</i>			
Stecker auf Stecker (ideal)	> 80,0	> 50	
Stecker auf Stecker locker (ungünstig)	55,7		
Stecker offen (ungünstig)	60,7		
<i>FC/PC-Stecker</i>			
Stecker auf Stecker (ideal)	39,4	30 bis 40	
Stecker auf Stecker locker (ungünstig)	14,7		
Stecker offen (ungünstig)	14,3	14 ²⁷	

Tabelle 5 Rückflussdämpfungen der relevanten Elemente

Abbildung 55 Maximale Phasenverfälschung in Abhängigkeit vom Verhältnis der störenden Reflexion zum rücklaufenden Messsignal a/b

Es ist klar erkennbar, dass der Einsatz von FC/PC-Steckverbindungen signifikante Fehler von bis zu 7° verursachen kann. Daher wurde auf den Einsatz dieses Steckertyps verzichtet und nur Stecker der Bauform FC/APC verwendet. Die durch störende Reflexionen maximal auftretenden Phasenverfälschungen liegen beim Prototyp unter $0,004^\circ$. Das Übersprechen im Zirkulator (Kap. 7.1) bewirkt nach demselben Prinzip Phasenverfälschungen und wurde daher ebenfalls in Abbildung 55 dargestellt. Es verursacht einen deutlich kleineren Fehler von weniger als $0,00006^\circ$ und ist damit in Relation zu den Reflexionen vernachlässigbar.

²⁷ [42, S. 440]

9 Veränderung der Signallaufzeit in einer Faser

Die Laufzeiten der Systemtakte in den Übertragungsfasern müssen von der Messeinrichtung erfasst werden, um einen Phasenabgleich der Referenzsignale zu ermöglichen (Kap. 3.1.5). Aufgrund von Umwelteinflüssen verändern sich die Laufzeiten, so dass deren Ermittlung regelmäßig erfolgen muss. Der Prototyp benötigt zur Vermessung eines Übertragungszweigs etwa eine Sekunde. Bis der Messwert aktualisiert wird, dauert es bei N Übertragungszweigen also ungefähr N Sekunden. In der Zwischenzeit werden sich die Laufzeiten verändern, was zu einem Fehler des Phasenabgleichs der Referenzsignale führt. Nun stellt sich die Frage, von welcher Größe die zu erwartenden Veränderungen der Laufzeit zwischen den Messungen eines Zweigs sind.

Hierzu soll in diesem Kapitel abgeschätzt werden, wie schnell sich die Laufzeit in dem Glasfaserkabel unter verschiedenen Betriebsbedingungen verändern kann²⁸. Es wird bewusst von dem Kabel und nicht von der eigentlichen Faser gesprochen, da die Beschaffenheit des Mantels eine wesentliche Rolle in diesem Zusammenhang spielt. Mit dem Begriff Faser ist in diesem Kapitel immer der aus Glas bestehende Wellenleiter mit einem Durchmesser von $125\text{ }\mu\text{m}$ gemeint. Alle andern Bestandteile des Kabels werden zum Mantel gezählt (Abbildung 56). Fasern ohne Ummantelung sind praktisch kaum einsetzbar, da sich ihre Dämpfung bei jeder Art von mechanischer Beanspruchung erhöht [36, S. 95]. Im Folgenden wird gezeigt, dass sowohl die absolute Veränderung der Gruppenlaufzeit als auch die Geschwindigkeit der Änderung vom Aufbau des Kabels abhängt. Am Schluss dieses Kapitels wird prognostiziert, mit welchen maximalen Geschwindigkeiten sich die Laufzeiten im Betrieb verändern könnten.

Berechnungen der Geschwindigkeit, mit der sich die Gruppenlaufzeiten in Glasfaserkabeln ändern, sind in der Literatur bislang nicht zu finden.

9.1 Absolute Veränderung der Gruppenlaufzeit

Die Takt- und Messsignale benötigen die Gruppenlaufzeit τ , um eine Faser mit der Länge L und dem Gruppenindex N_g zu durchlaufen [49]

$$\tau = \frac{N_g \cdot L}{c}, \quad (9,1)$$

wobei c für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum steht. Im hier entwickelten System mit maximalen Übertragungslängen von $L = 1\text{ km}$ und einem Gruppenindex von $N_g \approx 1,5$ treten also Laufzeiten von bis zu $5\text{ }\mu\text{s}$ auf. Eine Veränderung der Gruppenlaufzeit kann nach [49] zwei Ursachen haben. Zum einen Schwankungen der Temperatur T

$$\frac{d\tau}{L \cdot dT} = \frac{1}{c} \left(N_g \frac{dL}{L \cdot dT} + \frac{dN_g}{dT} \right) \quad (9,2)$$

und zum anderen das Einwirken von mechanischer Spannung σ in Längsrichtung der Faser

²⁸ Die absolute Laufzeitveränderung spielt nur indirekt eine Rolle (Kap. 2.3.4).

$$\frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} = \frac{1}{c} \left(N_g \frac{dL}{L \cdot d\sigma} + \frac{dN_g}{d\sigma} \right). \quad (9,3)$$

Beides bewirkt sowohl eine Längenänderung der Faser als auch eine Änderung des Gruppenindex.

9.1.1 Mechanische Spannung

Während eine Veränderung der Umgebungstemperatur keine schlagartige Veränderung der Laufzeit zur Folge hat, bewirkt eine plötzlich auftretende, mechanische Spannung einen Laufzeitsprung. Praktisch könnte dies durch Arbeiten am Kabelkanal verursacht werden indem an den Glasfaserkabeln gezogen wird. Um die Größe des resultierenden Laufzeitsprungs abzuschätzen, wird nun näherungsweise die Änderung der Laufzeit in einer SMF ohne Mantel in Abhängigkeit von der in Längsrichtung wirkenden Zugkraft F berechnet²⁹. Hierbei wird für die Abhängigkeit der Laufzeit von der Spannung in Gl. (9,3) der von [49] ermittelte Wert

$$\left(\frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} \right)_{Faser} = 47,1 \frac{ps}{km \cdot N/mm^2} \quad (9,4)$$

und für den Radius $r = 62,5 \mu m$ eingesetzt

$$\frac{d\tau}{L \cdot dF} = \frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} \frac{1}{\pi r^2} = 3838 \frac{ps}{km \cdot N}. \quad (9,5)$$

Der gewonnene Wert gilt für eine SMF ohne Mantel. Ist die Faser mit einem fest anliegenden Mantel verbunden, dann spricht man von einer Vollader (engl. *tight buffer*) [36, S. 99]. Die Kraft auf das gesamte Kabel wirkt dann nur zum Teil auf die Faser und die Veränderung der Laufzeit verringert sich. Bei einem gängigen Vollader-Typ, der einen Außendurchmesser von $900 \mu m$ aufweist, reduziert sich die Veränderung der Laufzeit lediglich um 33,5 % auf einem Wert von $2599 ps/(km \cdot N)$ (Berechnung, Kap. 15.6.3). Dieser Wert ist immer noch inakzeptabel hoch, da durch eine geringe Krafteinwirkung die Toleranzgrenzen der in Kapitel 1.5 gestellten Genauigkeitsanforderung überschritten würden³⁰. Durch die Wahl eines dickeren Mantels mit speziellen Schichten zur Zugentlastung lässt sich die Kraftwirkung auf die Faser zwar noch weiter reduzieren, nicht aber beseitigen. Die Lösung des Problems liegt in der mechanischen Entkoppelung des Mantels von der eigentlichen Faser. Dies ist bei Hohladerkabeln der Fall. Bei diesem Kabeltyp kann man sich den Mantel wie ein Rohr vorstellen, in dem die Faser lose liegt (Abbildung 56). Daher auch die englische Bezeichnung *loose tube*. Die Faser ist etwa 2 % länger als der Mantel, weswegen eine Streckung des gesamten Kabels in einem bestimmten Rahmen keinen Zug auf die Faser selbst bewirkt. Der Einsatz eines solchen Glasfaserkabels bringt also den großen Vorteil, dass mechanische Beanspruchungen bis zu einer gewissen Grenze F_{max} keine Veränderungen der Laufzeit in der Faser bewirken

$$\frac{d\tau}{L \cdot dF} = 0 \quad F < F_{max}. \quad (9,6)$$

²⁹ Druck hat eine ähnliche Wirkung, ist aber eine sehr unwahrscheinliche Art der Belastung.

³⁰ Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass im zukünftigen Betrieb des Systems in der Beschleunigeranlage auf die Glasfaserkabel in irgendeiner Form mechanisch eingewirkt wird.

Es wird angenommen, dass der Wert F_{\max} bei Hohladern etwas unterhalb der von den Herstellern nach DIN-Norm [50, S. 13] angegebenen Grenzwerten für die Zugbeanspruchung liegt. Dieser Grenzwert gibt an, bis zu welcher Zugbeanspruchung in Längsrichtung die Dämpfung der Faser aufgrund von Spannung nicht über einen bestimmten, vom Hersteller spezifizierten Wert steigt. Bei dem in Abbildung 56 dargestellten Kabel liegt dieser Wert in der Größenordnung von 5000 N. Daher wird angenommen, dass beim Einsatz eines solchen Kabels die unter normalen Betriebsbedingungen zu erwartenden mechanischen Beanspruchungen, z.B. durch Arbeiten an den Kabelkanälen, keinen Einfluss auf die Laufzeit haben.

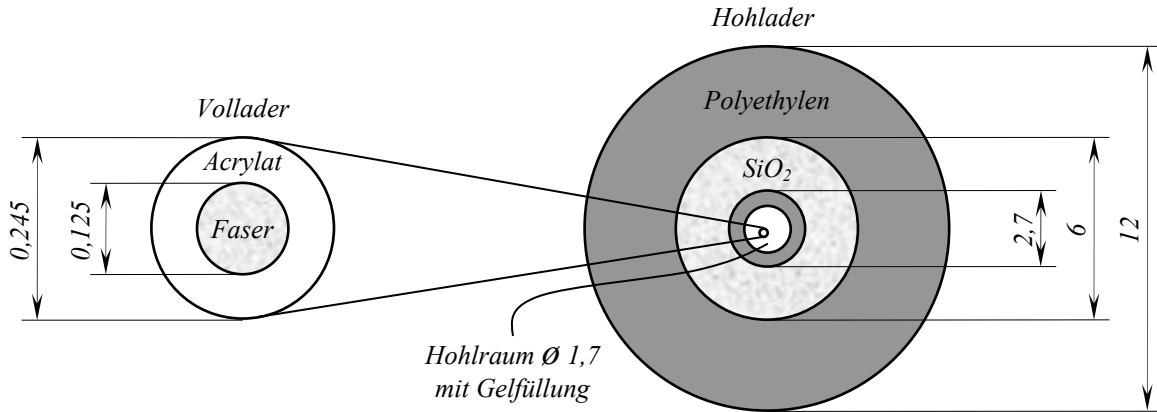


Abbildung 56 Aufbau eines Hohladerkabels (Bemaßung in mm)

9.1.2 Temperatur

Ausgehend davon, dass ein Glasfaserkabel vom Typ Hohlader zu Einsatz kommt, wird die Laufzeit nur noch von der Temperatur beeinflusst. Für eine Faser ohne Mantel ergibt sich nach Gl. (9,3) mit $N_g = 1,4682$ bei einer Wellenlänge von 1550 nm [51], dem Längenausdehnungskoeffizienten $dL/(L \cdot dT) = 5,6 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ und dem Temperaturkoeffizienten des Gruppenindex $dN_g/dT = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [52] ein Wert von

$$\left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{\text{Faser}} = 40 \frac{\text{ps}}{\text{km} \cdot \text{K}}. \quad (9,7)$$

In Hohladern sind die Fasern allerdings häufig mit dünnen Mänteln ausgestattet, d.h. im Hohlraum des Kabels liegen Volladern. Nach [49] treten in Volladern aufgrund der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten der Faser und des Mantels Spannungen zwischen diesen auf. Die Spannung auf der Faser bewirkt nach Gl. (9,3) wiederum eine Veränderung der Laufzeit. Für die resultierende Auswirkung auf eine ummantelte Faser ergibt sich

$$\left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{\text{Vollader}} = \frac{A_M}{A_F} E_M k_M \left(\frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} \right)_{\text{Faser}} + \left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{\text{Faser}}, \quad (9,8)$$

mit den Querschnittsflächen A_M und A_F des Mantels sowie der Faser, dem Elastizitätsmodul E_M und dem linearen Ausdehnungskoeffizienten k_M des Mantels. Bei dieser Näherung geht [49] davon aus, dass das Elastizitätsmodul der Faser wesentlich größer als das des Mantels

und der Ausdehnungskoeffizient der Faser wesentlich kleiner als der des Mantels ist³¹. Das Produkt $E_M k_M$ stellt hier die Spannungsänderung pro Kelvin dar, die zu einem Anteil von A_M/A_F auf die Faser wirkt. Die Abhängigkeit der Laufzeit von der Temperatur wird also stark von den Eigenschaften des Mantels beeinflusst. Anhand von Gl. (9,8) lässt sich nun leicht das Funktionsprinzip der in Kapitel 2.1 bereits vorgestellten, phasenstabilen optischen Faser (PSOF) erläutern. In diesem Kabeltyp wird ein Mantel verwendet, der einen negativen Ausdehnungskoeffizienten aufweist [24-25]. Somit kompensiert der erste Summand in Gl. (9,8) teilweise den zweiten und die Temperaturabhängigkeit sinkt unter den Wert in Gl. (9,7), den die Faser ohne Mantel aufweist. Bei konventionellen Kabeln sind die Summanden in Gl. (9,8) aber nicht aufeinander abgestimmt und die Temperaturabhängigkeit der Laufzeit ist in der Regel größer als die einer mantellosen Faser [53].

Als konkretes Beispiel soll nun die Laufzeit in Abhängigkeit von der Temperatur für ein Hohladerkabel³², welches für den spätern Einsatz als Übertragungskabel geeignet erscheint, berechnet werden. Die Innenader besteht hierbei aus einer mit einem Acrylat-Mantel versehenen Faser und hat dadurch einen Gesamtdurchmesser von 245 µm. In Abbildung 56 ist der Aufbau des kompletten Kabels dargestellt. Unter der Annahme folgender Materialparameter des Mantels von $E_M = 3,3 \cdot 10^{-5} \text{ N/mm}^2$ und $k_M = 7,7 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ (Tabelle 9, Kap. 15.6.2) ergibt sich ein Wert von

$$\left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{\text{H-Kabel}} = 76 \frac{\text{ps}}{\text{km} \cdot \text{K}}. \quad (9,9)$$

Zur Verbindung der optischen Bauteile werden Verbindungskabel eingesetzt, bei denen es sich um Volladern mit einem Außendurchmesser von 900 µm handelt. Aufgrund des dickeren Mantels bei ähnlichen Materialeigenschaften (Berechnung in Kap. 15.6.4) ergibt sich ein größerer Wert von

$$\left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{\text{V-Kabel}} = 229 \frac{\text{ps}}{\text{km} \cdot \text{K}}. \quad (9,10)$$

9.2 Zeitliche Veränderung der Gruppenlaufzeit

Nachdem im vorigen Kapitel geklärt wurde, wie groß die absolute Veränderung der Laufzeit in Abhängigkeit von der Temperatur in dem vorgesehenen Glasfaserkabel zur Übertragung ist, wird nun abgeschätzt, wie schnell die Veränderung der Laufzeit vonstatten geht. Gelingt es, den Temperaturverlauf in der Faser nach einem Temperatursprung zu ermitteln, dann lässt sich in Verbindung mit dem Wert in Gl. (9,9) die Veränderung der Laufzeit im Übertragungskabel über die Zeit und damit die Sprungantwort bestimmen.

Da es nicht möglich war, von den Kabelherstellern genaue Angaben zu den relevanten Materialparametern zu bekommen, und die in der Literatur gefundenen Werte zum Teil beträchtlich voneinander abweichen, ist eine exakte Berechnung nicht möglich. Es kann hier also nur darum gehen, die Größenordnung der Geschwindigkeit der Veränderung abzu-

³¹ Dies ist z.B. bei Acrylat und Polyethylen der Fall.

³² Da in diesem Kabel mehrere Innenadern enthalten sind, spricht man hier auch von einem Bündeladerkabel [36, S. 98]. In Abbildung 56 ist aus Gründen der Übersicht nur eine Vollader dargestellt.

schätzen. Im Laufe der Herleitung wird sich aber zeigen, dass diese Abschätzung konservativ ist und somit gesagt werden kann, welcher Wert sicher nicht überschritten wird.

Zwei wesentliche Größen drosseln die Geschwindigkeit, mit der sich die Laufzeit nach einem Temperatursprung der umgebenden Luft verändert: Der Wärmewiderstand und die Wärmekapazität des Kabels. Der Wärmeübergangswiderstand von der Umgebungsluft zum Kabel lässt sich mit [54, S. 315]

$$R_{L \rightarrow K} = \frac{1}{\alpha 2 \pi r_K L} \quad (9,11)$$

berechnen. Hierbei ist α der Wärmeübergangskoeffizient, r_K steht für den Radius und L für die Länge des Kabels. Der Wärmewiderstand der verschiedenen Schichten, aus denen das Kabel aufgebaut ist, berechnet sich nach [54, S. 318]

$$R_{S,n} = \frac{1}{\kappa_n 2 \pi L} \ln \left(\frac{r_{a,n}}{r_{i,n}} \right), \quad (9,12)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit κ , dem Außenradius r_a und dem Innenradius r_i der jeweiligen Schicht n . Es wird angenommen, dass sich die Umgebungsluft mit einer Geschwindigkeit von 2 m/s leicht bewegt³³ und damit $\alpha = 13,6 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ beträgt [54, S. 637]. Außerdem ist $r_K = 6 \text{ mm}$ und $\kappa \geq 0,33 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ für alle Mantelschichten. Unter diesen Umständen ist

$$R_{L \rightarrow K} \gg R_{S,n} \quad (9,13)$$

und auch wesentlich größer als die Übergangswiderstände zwischen den Schichten. Näherungsweise werden daher alle Wärmewiderstände bis auf $R_{L \rightarrow K}$ vernachlässigt, wodurch die Geschwindigkeit der Erhitzung des kompletten Kabels unterschätzt wird. Die Dauer der Erwärmung hängt jetzt nur noch von $R_{L \rightarrow K}$ und der Wärmekapazität des gesamten Kabels ab. Diese stellt die Summe der Wärmekapazitäten aller einzelnen Schichten dar

$$C_K = \sum_{n=1}^N c_{w,n} \rho_n V_n, \quad (9,14)$$

wobei c_w die Spezifische Wärmekapazität, ρ die Dichte und V das Volumen der jeweiligen Schicht n darstellt. Das Produkt $c_w \cdot \rho$ unterscheidet sich bei den typischerweise eingesetzten Materialien nur wenig³⁴ und ist am niedrigsten bei Quarzglas

$$(c_w \rho)_{SiO_2} = 1,66 \cdot 10^6 \frac{\text{Ws}}{\text{m}^3 \text{K}}. \quad (9,15)$$

Dies geht aus den Werten in Tabelle 9 (Kap. 15.6.2), in der die Materialparameter gelistet sind hervor. Für Gl. (9,14) kann also geschrieben werden

$$C_K \geq (c_w \rho)_{SiO_2} V_K \quad (9,16)$$

³³ Starke Bewegungen der Luft in den Kabelkanälen und den Gebäuden, in denen die Glasfaserkabel verlegt werden, sind unwahrscheinlich.

³⁴ Das Produkt $c_w \cdot \rho$ der Gel-Füllung ist unbekannt, aber vermutlich nicht geringer als der Wert in Gl. (9,15), und stellt nur etwa 1 % des Gesamtvolumens dar.

womit die Größe C_K auf zwei bekannte Größen zurückgeführt wurde. Der Aufwärmvorgang des Kabels verhält sich nun analog dem Ladevorgang eines Kondensators, der in Reihe mit einem ohmschen Widerstand geschaltet ist. Für den zeitlichen Verlauf der Temperaturänderung im Kabel ΔT_K nach einem Sprung der Umgebungstemperatur um ΔT_U ergibt sich

$$\Delta T_K(t \geq 0) = \Delta T_U \left(1 - e^{-\frac{t}{R_{L \rightarrow K} C_K}} \right), \quad (9,17)$$

mit der Zeitkonstante des Kabels $R_{L \rightarrow K} C_K$, für die mit den Gl. (9,11) und (9,16) geschrieben werden kann

$$R_{L \rightarrow K} C_K \geq \frac{\pi r_K^2 L}{\alpha 2 \pi r_K L} (c_w \rho)_{SiO_2} = \frac{r_K}{\alpha 2} (c_w \rho)_{SiO_2}. \quad (9,18)$$

Nun kann mit Gl. (9,17) die maximale Geschwindigkeit der Laufzeitveränderung ermittelt werden

$$\left(\frac{d}{dt} \Delta T_K(t) \right)_{\max} = \frac{d}{dt} \Delta T_K(t=0) = \frac{\Delta T_U}{R_{L \rightarrow K} C_K}. \quad (9,19)$$

Dieser Ausdruck wird auf beiden Seiten mit $d\tau/(L \cdot dT)$ der Innenader multipliziert

$$\left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{\max_{Hohlader}} = \frac{\Delta T_U}{R_{L \rightarrow K} C_K} \left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{Innenader} \quad (9,20)$$

und mit Gl. (9,18) erhält man schließlich

$$\left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{\max_{Hohlader}} \leq \frac{2\alpha}{(c_w \rho)_{SiO_2}} \frac{\Delta T_U}{r_K} \left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{Innenader}. \quad (9,21)$$

Nach dieser konservativen Schätzung kann gesagt werden, dass mit größer werdendem Durchmesser des Kabels die Geschwindigkeit der Temperatur- und damit auch der Laufzeitänderung in der Faser nach einem Temperatursprung linear abnimmt. Beim konkreten Übertragungskabel in Abbildung 56 ergibt sich bei einem Sprung der Umgebungstemperatur von $\Delta T_U = 1$ K und dem Wert in Gl. (9,9)

$$\left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{\max_{U-Kabel}} \leq 0,208 \frac{ps}{km \cdot s}. \quad (9,22)$$

Würde die Faser nur über den direkt anliegenden Acrylat-Mantel verfügen, dann würde sich die Laufzeit beim gleichen Temperatursprung mit $\leq 10,2$ ps/(km·s) 49-mal schneller verändern. Durch die Wahl eines Hohladerkabels mit dicker Ummantelung kann also die Geschwindigkeit der Laufzeitänderung nach einem Temperatursprung signifikant gedrosselt werden.

9.3 Geschwindigkeit der Laufzeitveränderung im Betrieb

Veränderungen der Umgebungstemperatur der Glasfaserkabel können durch Schwankungen der Außentemperatur entstehen, aber auch durch Erwärmung von Stromkabeln, die in der Nähe, z.B. im gleichen Kabelkanal, liegen [14]. Ideal wäre es, die Glasfaserkabel separat einen Meter tief im Erdreich zu vergraben, da dann Temperaturschwankungen der Luft nur sehr langsame Veränderungen der Gruppenlaufzeit zur Folge hätten [28] und leicht auszuregeln wären. Da dies aus praktischen Gründen nicht in Frage kommt und außerdem auch andere Gründe als die oben genannten für Temperaturschwankungen in der Nähe der Glasfaserkabel, z.B. in Maschinenräumen, denkbar sind, werden im Folgenden zwei unterschiedliche Szenarien betrachtet: Der Normalbetrieb und die schnellste anzunehmende Laufzeitänderung.

9.3.1 Normalbetrieb

Für den Normalbetrieb gibt es eine Referenz, in der unter vergleichbaren klimatischen Bedingungen die Veränderungen der Gruppenlaufzeiten von verlegten Hohladerkabeln untersucht wurden [24]. Der Feldversuch wurde im CERN in Genf durchgeführt. Es wurden über Monate die Gruppenlaufzeiten in zwei 9,5 km langen Glasfaserkabeln vom Typ Hohlader³⁵ gemessen, die in einen Meter tiefen Kabelgräben lagen. Die maximale Änderungsgeschwindigkeit lag bei 0,00521 ps/(km·s). Da auch in der GSI die Kabel mit hoher Wahrscheinlichkeit größtenteils unterirdisch und noch dazu in Rohren verlegt werden, wird davon ausgegangen, dass sich die Laufzeit nicht schneller als in dem beschriebenen Feldversuch verändern wird. Da nur bis zu 1 km lange Kabel verwendet werden, wird angenommen, dass die maximale Geschwindigkeit der Laufzeitänderung in den Übertragungszweigen im Normalbetrieb folgenden Wert nicht überschreitet

$$\left(\frac{d\tau}{dt} \right)_{Normal} < 0,006 \frac{ps}{s}. \quad (9,23)$$

9.3.2 Schnellste anzunehmende Laufzeitänderung

Hier soll nun der denkbare Extremwert für die Geschwindigkeit der Laufzeitänderung ermittelt werden. Ausgehend davon, dass die Kabel durch verschiedene Anlagenteile verlegt werden, wird angenommen, dass ein Temperatursprung von mehr als einem Kelvin, der auf die maximale Kabellänge von einem Kilometer wirkt, nicht zu erwarten ist. Ein wahrscheinlicheres Szenario als eine homogene Temperaturänderung über die komplette Länge ist die plötzliche Erwärmung eines kurzen Teilstücks von z.B. 10 m Länge in der Nähe einer Maschine. Dann müsste aber ein Temperatursprung von 100 K auftreten, um denselben Effekt zu erzielen, was wiederum unwahrscheinlich ist. Aufgrund dieser Überlegungen und der bereits berechneten Sprungantwort in Gl. (9,22) wird vermutet, dass keine schnellere Veränderung der Laufzeit auftritt als

$$\left(\frac{d\tau}{dt} \right)_{Extrem} < 0,208 \frac{ps}{s}. \quad (9,24)$$

³⁵ Der Kabeltyp wurde auf Anfrage durch das CERN mitgeteilt. Genaue Angaben zum Kabelaufbau waren nicht verfügbar, es wird aber davon ausgegangen, dass das Kabel ähnlich dem in Kapitel 9.1.2 exemplarisch besprochenen ist.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass sowohl die absoluten Laufzeitänderungen in einem Glasfaserkabel durch Veränderung der Umgebungstemperatur als auch die Geschwindigkeit, mit der diese Laufzeitänderungen vonstatten gehen, abhängig sind vom Aufbau des Glasfaserkabels. Die Auswirkungen der maximal zu erwartenden Laufzeitänderung pro Sekunde auf die Genauigkeit, mit der die Referenzzeit an verschiedenen Referenzpunkten abgeglichen werden kann, wird in Kapitel 11.2.3 untersucht.

10 Übertragung der Systemzeit

In den Kapiteln 6 und 7 wurden die Störgrößen Rauschen und Übersprechen, die auf die Systemtakte wirken, beschrieben. Hier geht es nun darum, zu untersuchen, welche Zeitschwankungen hierdurch verursacht werden. Als erstes werden die durch das Rauschen hervorgerufenen, zufälligen Zeitschwankungen ermittelt und dann die deterministische Störung der Zeitinformation durch Übersprechen betrachtet. Es werden Wege aufgezeigt, wie beide Störungen minimiert werden können. Am Ende wird sich herausstellen, dass das Übersprechen so weit reduziert werden kann, dass es gegenüber dem Rauschen vernachlässigbar ist.

10.1 Einfluss des Rauschens

In Kapitel 6.2.4 wurde für die Übertragungskanäle eine relative Rauschleistungsdichte $\rho_{\Sigma, \dot{U}}$ berechnet, die sich auf den Gleichanteil des Signals bezieht. Wählt man wie in Kapitel 7.2 ein Modulationssignal der Form

$$y(t) = 1 + m \sin(\omega_s t), \quad (10,1)$$

dann ist die Leistung des Wechselanteils, abhängig vom Modulationsindex m , um den Faktor $m^2/2$ kleiner als der Gleichanteil. Für ein Sinussignal ergibt sich demnach ein Signal-Rausch-Abstand von

$$SNR_{\text{Sinus}} = \frac{m^2}{2\rho_{\Sigma, \dot{U}} B}, \quad (10,2)$$

wobei B für die Bandbreite des Empfängers steht. Dann setzen wir Gl. (10,2) in Gl. (5,14) ein und erhalten für den additiven Jitter

$$\sigma_{t,a} \approx \frac{1}{2\pi f \sqrt{\frac{m^2}{\rho_{\Sigma, \dot{U}} B}}} = \frac{\sqrt{\rho_{\Sigma, \dot{U}} B}}{2\pi f m}. \quad (10,3)$$

Mit $m = 1$, $\rho_{\Sigma, \dot{U}} = -143,9$ dB/Hz und $B = 1$ GHz ergibt sich in unserem Prototyp ein Signal-Rausch-Abstand von 50,9 dB. Der additive Jitter beträgt 1,6 ps für einen sinusförmigen Systemtakt 1 mit einer Frequenz von $f = 200$ MHz. Verwendet man ein rechteckförmiges Taktsignal, dann hängt die Zeitschwankung nach Gl. (5,21) von der Steilheit der Taktflanken im Nullpunkt ab. Geht man davon aus, dass die Flankensteilheit nur von der Bandbreite des Übertragungssystems begrenzt wird³⁶ und dieses sich näherungsweise wie ein R-C-Tiefpass erster Ordnung verhält, dann weist die Sprungantwort folgenden zeitlichen Verlauf auf:

$$h_{\text{Sys}}(t \geq 0) = 2m \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{Sys}}}} \right). \quad (10,4)$$

Zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs

³⁶ Der Empfänger stellt beim Prototyp das begrenzende Übertragungsglied dar.

$$t_{Null} = -\tau_{Sys} \ln\left(\frac{1}{2}\right) \quad (10,5)$$

ist die Steigung der Taktflanke

$$s_{Null} = \frac{d}{dt} h_{Sys} \left(t = t_{Null} \right) = 2m \frac{e^{\frac{t_{Null}}{\tau_{Sys}}}}{\tau_{Sys}} = \frac{m}{\tau_{Sys}}. \quad (10,6)$$

Hierbei ergibt sich die Zeitkonstante

$$\tau_{Sys} = \frac{1}{2\pi B} \quad (10,7)$$

aus der Bandbreite, die die Grenzfrequenz des Tiefpasses darstellt. Wir setzen Gl. (10,7) in Gl. (10,6) ein und erhalten für die Steigung im Nulldurchgang

$$s_{Null} \approx m2\pi B. \quad (10,8)$$

Der additive Jitter bei Verwendung von rechteckförmigen Signalen ergibt sich mit den Gl. (5,21) und (10,8) zu

$$\sigma_{t,a} \approx \frac{\sqrt{\rho_{\Sigma,Ü} B}}{m2\pi B} = \frac{1}{m2\pi} \sqrt{\frac{\rho_{\Sigma,Ü}}{B}}. \quad (10,9)$$

Demnach verringert sich der additive Jitter beim Prototyp auf 321 fs. Ein interessanter Aspekt an Gl. (10,9) ist, dass eine Vergrößerung der Bandbreite unter den gegebenen Randbedingungen die Zeitschwankungen weiter verringert. Wir können festhalten, dass die Verwendung rechteckförmiger Taktsignale den additiven Jitter deutlich reduzieren kann, wenn die Bandbreite des Systems größer als die Taktfrequenz ist. Würde man Systemtakt 2 als Sinussignal übertragen, so würde er, bei gleichen Randbedingungen wie oben, nach Gl. (10,3) Zeitschwankungen von 3,29 ns aufweisen. Damit wäre nicht mehr sichergestellt, dass jeder Flanke des Systemtaktes 2 die zugehörige Flanke von Systemtakt 1 zugeordnet werden kann, da letztere eine Periodendauer von 5 ns aufweist (siehe auch Abbildung 19). Dieses Problem wird in dieser Arbeit dadurch gelöst, dass nur rechteckförmige Systemtakte eingesetzt werden und somit der additive Jitter nur von der Flankensteilheit abhängig ist und nicht mehr von der jeweiligen Taktfrequenz. Außerdem wird der optische Träger immer mit der größtmöglichen Modulationstiefe $m=1$ moduliert, was nach Gl. (10,9) die Zeitschwankungen minimiert. Prinzipiell wäre es auch möglich, beide Signale sinusförmig auszuführen, die Bandbreite mit Hilfe von Bandpässen stark zu verkleinern und so nach Gl. (10,3) speziell bei einem 200 MHz-Signal noch bessere Jitter-Werte als mit der Rechteckform zu erreichen. Es gibt aber zwei Gründe, die gegen dieses Vorgehen sprechen. Zum einen könnten solche elektrischen Bandpässe nicht kompensierbare Veränderungen der Laufzeit bewirken³⁷. Zum anderen müssen die Signale von Referenzgeneratoren weiterverarbeitet werden, wobei ungewollte Gleich- und Rauschspannungen hinzugefügt werden könnten, die bei einem Rechtecksignal weniger Phasenverschiebung und Phasenschwankungen verursachen als bei einem Sinussignal.

³⁷ Veränderungen der Laufzeit hinter dem FBG können vom Messsystem nicht erfasst werden.

10.2 Auswirkungen des Übersprechens

Nun wenden wir uns den Auswirkungen des Übersprechens zu. In Kapitel 7 wurde das Übersprechen eines Sinussignals zwischen zwei optischen Kanälen im EDFA untersucht. Systemtakt 2 ist zwar rechteckförmig, das Modulationssignal y_2 lässt sich aber, abhängig von seinem Tastverhältnis, womit das zeitliche Verhältnis zwischen der Impulsdauer t_i und der Periodendauer T gemeint ist (Abbildung 57), auch als eine Fourier-Reihe beschreiben [55, S. 25]

$$y_2(t) = \underbrace{2 \frac{t_i}{T}}_{y_2^G} + \sum_{n=1}^{\infty} \underbrace{\frac{4}{n\pi} \sin\left(n\pi \frac{t_i}{T}\right) \cos(n\omega_2 t)}_{y_{2,n}^W(t)}. \quad (10,10)$$

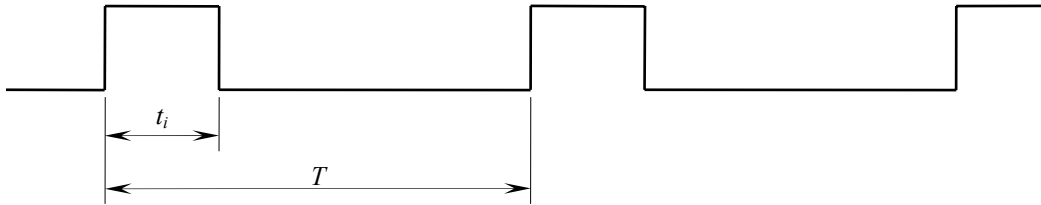


Abbildung 57 Rechtecksignal mit dem Tastverhältnis t_i/T

Der Index n kennzeichnet die Nummer der jeweiligen harmonischen Schwingung. Mit der in Kapitel 7.2 hergeleiteten Näherung in Gl. (7,31) lässt sich nun das Übersprechen für jede einzelne Spektrallinie berechnen. Bei einem Tastverhältnis $\frac{1}{2}$ wird die erste harmonische Schwingung nur mit 26,7 dB gedämpft. Vernachlässigt man alle anderen Oberschwingungen, dann resultiert hieraus nach Gl. (5,45) und Gl. (10,8)

$$\Delta t_{D,RMS} = \frac{D_{a,RMS}}{S_{Null}} = \frac{|\ddot{U}(j\omega_2)|^2}{m_1 2\pi B} \quad (10,11)$$

ein deterministischer Jitter von 8,27 ps. Damit steigt die Phasenschwankung von Systemtakt 1 um eine Größenordnung und das Übersprechen wäre damit die dominierende Jitterursache. Durch Veränderung des Tastverhältnisses lässt sich aber die Größe des Übersprechens insgesamt reduzieren. Hierzu machen wir uns die spektrale Veränderung von Systemtakt 2 in Abhängigkeit vom Tastverhältnis und die Tiefpass-Charakteristik der Übersprechfunktion (7,31) zu Nutze. Durch die Veränderung des Tastverhältnisses verändert sich die Leistungsverteilung zwischen den harmonischen Schwingungen. Betrachtet man die ersten fünf Schwingungen, so gleichen sich deren Leistungen für Tastverhältnisse, die kleiner als 0,1 und größer als 0,9 sind, an und sinken insgesamt ab. Hierbei ist zu beachten, dass die Leistung der ersten Harmonischen für alle Tastverhältnisse immer am größten ist. Beim übersprechenden Spektrum findet die Angleichung der Leistungen der verschiedenen Spektrallinien nicht statt, da aufgrund des Tiefpassverhaltens der Übersprechfunktion mit der Frequenz steigende Dämpfungen auftreten. Dies führt dazu, dass die Grundschiwingung unabhängig vom Tastverhältnis dominiert. In Abbildung 58 ist die nach den Gl. (10,10) und (7,31) berechnete Größe der übergesprochenen Leistungen in Abhängigkeit vom Tastverhältnis dargestellt.

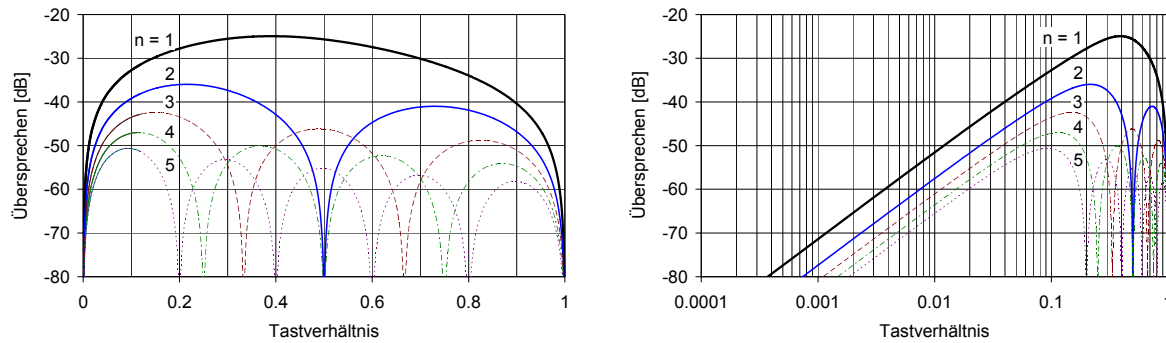


Abbildung 58 Übersprechen der harmonischen Schwingungen eines Rechtecksignals

Neben der Dominanz von Spektrallinie $n = 1$ ist zu erkennen, dass das Übersprechen insgesamt bei größeren Abweichungen vom Tastverhältnis $\frac{1}{2}$ deutlich absinkt. Unter der Annahme, dass die Zeitschwankung ausschließlich von der Grundschwingung verursacht wird, lässt sich der deterministische Jitter mit Gl. (10,11) in Abhängigkeit vom Tastverhältnis berechnen. Das Ergebnis und Messungen zur Verifizierung der Berechnung sind in Abbildung 59 zu sehen³⁸.

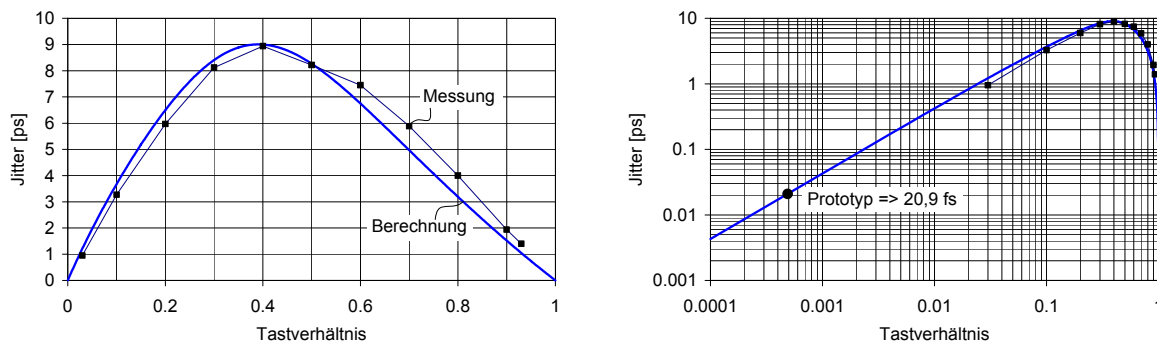


Abbildung 59 Jitter durch Übersprechen in Abhängigkeit vom Tastverhältnis

Die Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Werte ist sehr gut. Daher wird davon ausgegangen, dass die Berechnungen jenseits der Messgrenze von einer Picosekunde eine gute Näherung darstellen³⁹. Demnach verursacht das Übersprechen von Systemtakt 2, mit einer Pulslänge von 5 ns, was einem Tastverhältnis von $4,88 \cdot 10^{-4}$ entspricht, auf Systemtakt 1 einen deterministischen Jitter von 20,9 fs⁴⁰. Dieser ist gegenüber dem zufälligen Jitter von 321 fs (s.o.) fast vernachlässigbar. Nach den Berechnungen wird Systemtakt 1 bei der Übertragung im Prototyp nach Gl. (5,48) insgesamt ein Jitter von 322 fs hinzugefügt. Über Messungen im Zeitbereich könnte festgestellt werden, dass der Jitter deutlich unter der Messgenauigkeit von einer Picosekunde liegt. Das Übersprechen von Systemtakt 1 auf Systemtakt 2 liegt nach Gl. (7,32) bei -91,9 dB_{ele} und wird nach der Randbedingung in Gl. (5,38) keinen deterministischen Jitter, sondern eine geringfügige Signalverzerrung bewirken. Dies

³⁸ Dargestellt sind die korrigierten Messwerte. Die eigentlichen Messwerte erfassen neben dem deterministischen Jitter auch den Eigenjitter des Oszilloskops, der mit Hilfe von Gl. (4,47) herausgerechnet wurde.

³⁹ Die Grenze für die Jittermessung im Zeitbereich mit Oszilloskopen liegt bei etwa einer Picosekunde.

⁴⁰ Das passive Übersprechen mit -103,6 dB_{ele} liegt noch deutlich unter dem aktiven im EDFA von -91,6 dB_{ele} und wird daher vernachlässigt.

hat keine messbaren Auswirkungen. Die Flankensteilheit von Systemtakt 2 ist im Prototyp um etwa den Faktor 10 kleiner als die des Systemtakts 1. Da ein Empfänger gleichen Typs in Kanal 2 genutzt wird, ist der additive Jitter nach Gl. (5,21) um etwa den Faktor 10 größer und beträgt ungefähr 3,22 ps, was für dessen Funktion mehr als ausreichend niedrig ist. Es sei noch erwähnt, dass die Wahl eines Tastverhältnisses von kleiner $\frac{1}{2}$ den positiven Nebeneffekt einer Verringerung der optischen Durchschnittsleistung vor dem EDFA mit sich bringt. In unserem Fall sinkt die Leistung in Kanal 2 um einen Faktor von > 1000 , was nach Gl. (7,19) zu einer Verdoppelung der Verstärkung beider Signale führt. Zusammenfassend können die erreichten Werte für drei Optimierungsparameter (Kap. 3.2.4) angegeben werden

$$\left. \begin{array}{l} SNR_{Sys,Trans} = 53,9 dB_{ele} \\ \alpha_{ü,Sys,Trans} = 74,6 dB_{ele} \end{array} \right\} \Rightarrow t_{j,Sys,Trans} \approx \sigma_{Sys,Trans} = 322 fs, \quad (10,12)$$

die sich auf den für die Gesamtgenauigkeit relevanten Systemtakt 1 beziehen. Hierbei sind sowohl der Rauschabstand $SNR_{Sys,Trans}$ als auch die Übersprechdämpfung $\alpha_{ü,Sys,Trans}$ auf den optischen Träger bezogen, und der Wert $t_{j,Sys,Trans}$ stellt aufgrund des klar dominierenden Rauschens mit guter Näherung die Standardabweichung der Zeitschwankung $\sigma_{Sys,Trans}$ dar.

11 Laufzeitmessung

Das Prinzip der Laufzeitmessung wurde bereits in Kapitel 3.5 beschrieben. In diesem Kapitel geht es nun darum, zu untersuchen, wie genau die Laufzeit absolut gemessen werden kann und wie exakt die Phasendifferenzen an den Ausgängen verschiedener Empfangseinheiten bestimmt werden können.

11.1 Absolute Laufzeitmessung

Um zu erörtern, wie genau die Laufzeit absolut gemessen werden kann, wird zunächst überprüft, welche Störungen dem Messsignal bei der Übertragung zugefügt werden und welche Auswirkungen diese auf die Messgenauigkeit haben. Dann wird auf die Notwendigkeit einer permanenten Kalibrierung der Messeinrichtung eingegangen und schließlich der Einfluss der Zeitbasis dargestellt.

11.1.1 Qualität des Messsignals

Zur Durchführung der notwendigen Phasenmessung wird ein Netzwerk-Analysator verwendet, der das Messsignal dem Sender übergibt und der über den Empfänger das rücklaufende Messsignal zum Phasenvergleich wieder zugeführt bekommt. Es wird die Möglichkeit des Gerätes genutzt, die Messbandbreite auf 10 Hz zu reduzieren, um so den Signal-Rausch-Abstand zu maximieren. In Kapitel 6.3 wurde mit Hilfe einer semi-analytischen Näherung (6,33) die Leistungsdichte des dominierenden, frequenzabhängigen Rayleigh-Rauschens ermittelt. Die Summe aller relativen Rauschleistungsdichten in unmittelbarer Nähe des Messsignals ist in Abbildung 52 dargestellt. Sie liegt zwischen -106,9 und -118,5 dB/Hz. Mit Hilfe dieser Werte ist es direkt möglich, den Signal-Rausch-Abstand des zum Phasenvergleich herangezogenen, reflektierten Messsignals zu bestimmen. Er liegt nach Gl. (10,2)⁴¹ mit einem Modulationsindex von $m = 0,682$ in einem Bereich von 90,6 bis 102,2 dB. Daraus resultieren zufällige Phasenschwankungen der Messsignale nach Gl. (5,14) von 0,0012 bis 0,000314°. Ohne eine Einschränkung der Messbandbreite würde der Phasen-jitter 0,944° betragen und damit um drei Größenordnungen höher liegen. Ein Übersprechen der Systemtakte auf den Messkanal findet hauptsächlich im Add/Drop-Multiplexer statt (Kap. 7.1). Die Übersprechdämpfung dieses Bauteils beträgt mehr als 100 dB_{ele}, was nach Gl. (7,32) zu einem $SIR > 93,7$ dB und damit nach Gl. (5,21) zu einem deterministischen Jitter von $< 0,000837^\circ$ führt. Die Phasenverfälschungen, die durch ungewollte Reflexionen und das Übersprechen des vorlaufenden auf das rücklaufende Messsignal entstehen, wurden schon in Kapitel 8 beschrieben. In Tabelle 6 sind alle Phasenschwankungen und -verfälschungen des vom Messempfänger abgegebenen Signals zusammengefasst. Zusätzlich ist in der letzten Spalte zum Vergleich der Fehler des im Prototyp verwendeten Phasenmessers von $\Delta\varphi_F < 0,4^\circ$ aufgeführt.

Phaseschwankungen durch Überlagerung mit Störsignalen		Phasenverfälschung durch Überlagerung mit demselben Messsignal		Fehler des Phasenmessers im Prototyp
<i>Rauschen</i>	<i>Übersprechen</i>	<i>Übersprechen</i>	<i>Reflexion</i>	
$\leq 0,0012^\circ$	$< 0,000837^\circ$	$< 0,00006^\circ$	$< 0,004^\circ$	$< 0,4^\circ$

Tabelle 6 Beeinträchtigung der Phase des Messsignals

⁴¹ Die Amplitude a_1 ist hier durch den Modulationsindex m zu ersetzen.

Dadurch, dass der Fehler des Phasenmessers im Prototyp alle Phasenschwankungen und Phasenverfälschungen des Messsignals um zwei Größenordnungen übersteigt, können letztere bei der weiteren Betrachtung vernachlässigt werden. Aufgrund der sehr guten Übertragungsqualität im Messkanal ist die Genauigkeit der Messeinrichtung im Prototyp also nur vom Fehler des Phasenmessers abhängig. Dessen Kalibrierung⁴², die Voraussetzung für einen Fehler von weniger als $0,4^\circ$ ist, wird im Folgenden behandelt.

11.1.2 Prinzip der permanenten Kalibrierung

Bei der Angabe des Messfehlers von $< 0,4^\circ$ in Tabelle 6 handelt es sich um den spezifizierten Wert nach zeitnah erfolgter Kalibrierung⁴³. Es ist also nicht ausreichend, das hier entwickelte System vor der Inbetriebnahme einmalig zu kalibrieren, da ein ununterbrochener Betrieb über Monate möglich sein muss, ohne dass die Messgenauigkeit abnimmt. Aus diesem Grunde wurde beim Systementwurf darauf geachtet, dass eine Kalibrierung regelmäßig im laufenden Betrieb möglich ist. Dazu wurde, wie in Abbildung 27 zu sehen, an einem Ausgang des optischen Schalters ein Reflektor angebracht. Zur Kalibrierung werden einmal pro Messzyklus für alle Messfrequenzen die Phasenwerte ermittelt, die sich bei der Reflexion der Messsignale an diesem Reflektor ergeben. Damit verfügt die Messeinrichtung immer über aktuelle Daten zur Korrektur der Phasenwerte bei den eigentlichen Laufzeitmessungen. Es ist noch anzumerken, dass bei der Kalibrierung nicht der Phasenmesser alleine, sondern die gesamte Messeinrichtung kalibriert wird, was vor allem aufgrund der zu erwartenden Laufzeitänderungen durch Temperaturschwankungen des optischen Senders und des optischen Empfängers [6, 11, 17, 21-22] sowie deren im allgemeinen nicht linearen Phasengängen notwendig ist. Aus der Literatur ist kein Kalibrierungsverfahren dieser Art bekannt.

11.1.3 Absoluter Fehler der Laufzeitmessung

Der absolute Fehler der Laufzeitmessung ist, anders als in Gl. (3,25), nicht nur vom Fehler der Phasenmessung $\Delta\varphi_F$, sondern auch von der Abweichung der Zeitbasis⁴⁴ $\Delta T/T$ abhängig

$$\tau_{F,abs} = \frac{1}{f_{M,max}} \frac{\Delta\varphi_F}{2 \cdot 360^\circ} + \underbrace{\frac{L \cdot N_g}{c}}_{\tau} \frac{\Delta T}{T}. \quad (11,1)$$

Für den Prototyp bedeutet dies, dass bei einer maximalen Messfrequenz $f_{M,max} = 6$ GHz, $\Delta\varphi_F < 0,4^\circ$, der Faserlänge $L = 1$ km, deren Gruppenindex $N_g = 1,47$, der Lichtgeschwindigkeit $c = 2,9979 \cdot 10^8$ m/s und $\Delta T/T = 5 \cdot 10^{-9}$ ein absoluter Fehler von < 117 fs auftritt. In Kapitel 11.2.1 wird gezeigt werden, dass der Zeitbasisfehler in Gl. (11,1) keine Rolle für die Bestimmung der Phasenlage am Ende der Übertragungsstrecke spielt.

⁴² Bei der Kalibrierung werden die Fehler der Messeinrichtung erfasst und bei der Messung zur Korrektur der Messwerte verwandt.

⁴³ Der Ausgabewert eines Phasenkomparators ist z.B. auch von der Temperatur abhängig [6, S. 46].

⁴⁴ Der Zusammenhang zwischen Zeit- und Frequenzabweichung wird im Anhang, Kapitel 15.7, erläutert.

11.2 Bestimmung der Zeitdifferenz

Der eigentliche Zweck der Laufzeitbestimmung besteht darin, die Phasenabweichungen der Systemtakte nach der Übertragung bestimmen zu können. Sind die Phasenabweichungen bekannt, dann lassen sich daraus Korrekturdaten für die Referenzgeneratoren ableiten. In den folgenden Unterkapiteln werden nun die Aspekte, die von einer absoluten Laufzeitmessung abweichen, beleuchtet.

11.2.1 Eliminierung des Zeitfehlers, Relative Messgenauigkeit

Bei der Bestimmung der Phasenlage eines Systemtakts am Ende der Übertragungsstrecke tritt in Folge von Abweichungen der Zeitbasen ein Fehler von

$$\Delta\varphi_{\text{Sys},F} = 360^\circ \frac{\tau}{T_{\text{Sys}}} \left(\frac{\left(1 + \frac{\Delta T}{T}\right)_{\text{Mess}}}{\left(1 + \frac{\Delta T}{T}\right)_{\text{Sys}}} - 1 \right) \quad (11,2)$$

auf. Da sowohl das Messsignal als auch die Systemtakte von derselben Zeitbasis abgeleitet wurden, sind deren Zeitabweichungen gleich groß

$$\left. \frac{\Delta T}{T} \right|_{\text{Sys}} = \left. \frac{\Delta T}{T} \right|_{\text{Mess}} \Rightarrow \Delta\varphi_{\text{Sys},F} = 0, \quad (11,3)$$

und damit tritt bei der Bestimmung der Phasenlage kein Fehler durch Abweichungen der gemeinsamen Zeitbasis auf. Der für das System relevante, relative Laufzeit-Messfehler wird also nur noch von der Genauigkeit der Phasenmessung bestimmt. Anstelle von Gl. (11,1) gilt systemintern

$$\tau_F = \frac{1}{f_{M,\max}} \frac{\Delta\varphi_F}{2 \cdot 360^\circ}. \quad (11,4)$$

Die Genauigkeit der relativen Laufzeitmessung im Messkanal ist demnach besser als 92,6 fs, was in Kapitel 11.2.6 mittels einer Messung verifiziert wird.

11.2.2 Nicht messbare Laufzeitveränderungen

In Abbildung 26 und Abbildung 27 ist zu sehen, dass die Systemtakte neben der Übertragungsstrecke auch noch andere, wesentlich kürzere Übertragungsstrecken durchlaufen. Gleiches gilt für das Messsignal. Um eine exakte Bestimmung der Phasenlagen der Systemtakte an Schnittstelle 2 zu erreichen, müssen auch diese Übertragungsstrecken berücksichtigt werden. Denken wir uns zuerst ein ideales System, in dem die optischen Bauteile Splitter, Add/Drop-Multiplexer, optischer Schalter und FBG punktförmig sind, was bedeutet, dass die Laufzeiten der Signale in ihnen gleich Null sind. Nun lassen sich vier Arten von Übertragungsstrecken zwischen den Bauteilen mit zugehörigen Laufzeiten ausmachen: Splitter \rightarrow Add/Drop-Multiplexer $\tau_{S,n}$, FBG \rightarrow Schnittstelle 2 $\tau_{E,n}$, optischer Schalter \leftrightarrow

Add/Drop-Multiplexer $\tau_{OS,n}$ und optischer Schalter \leftrightarrow Reflektor τ_K . Hierbei kennzeichnet n die Nummer des betrachteten Übertragungszweigs. Idealerweise sind die Laufzeiten in gleichartigen Übertragungsstrecken gleich groß

$$\tau_{S,1} = \tau_{S,2} = \dots = \tau_{S,N} \quad (11,5)$$

$$\tau_{E,1} = \tau_{E,2} = \dots = \tau_{E,N} \quad (11,6)$$

$$\tau_{OS,1} = \tau_{OS,2} = \dots = \tau_{OS,N} = \tau_K \quad (11,7)$$

und zusätzlich die Laufzeiten vom optischen Schalter zu den Add/Drop-Multiplexern genau so groß wie die zum Reflektor. Unter diesen Bedingungen sind unter Vernachlässigung der Dispersion (Kap. 11.2.4) die gemessenen Laufzeiten gleich den Laufzeiten der Systemtakte in der Übertragungsfasern. In diesem idealen System ist die Phasendifferenz und damit die Zeitdifferenz an den Ausgängen der Empfangseinheit n und m ausschließlich eine Funktion der Laufzeiten

$$\Delta t_{Sys,n \rightarrow m} = f(\tau_n, \tau_m). \quad (11,8)$$

Praktisch wäre es sehr aufwendig, diesen Idealzustand so anzunähern, dass die Gl. (11,8) mit einer Genauigkeit von besser 100 ps erfüllt wird⁴⁵. In einem realen System ist die Zeitdifferenz also abhängig von

$$\Delta t_{Sys,n \rightarrow m} = f(\tau_{S,n}, \tau_n, \tau_{E,n}, \tau_{OS,n}, \tau_{S,m}, \tau_m, \tau_{E,m}, \tau_{OS,m}, \tau_K). \quad (11,9)$$

Da es wiederum sehr aufwendig ist, alle Teillaufzeiten zu ermitteln, wird die Zeitdifferenz ohne Übertragungsfasern gemessen

$$\Delta t_{Sys,Kor,n \rightarrow m} = f(\tau_{S,n}, \tau_{E,n}, \tau_{OS,n}, \tau_{S,m}, \tau_{E,m}, \tau_{OS,m}, \tau_K) \quad (11,10)$$

und damit ein Korrekturwert $\Delta t_{Sys,Kor,n \rightarrow m}$ zur Bestimmung der Zeitabweichung mit Übertragungsfasern gewonnen

$$\Delta t_{Sys,n \rightarrow m} = f(\tau_n, \tau_m, \Delta t_{Sys,Kor,n \rightarrow m}). \quad (11,11)$$

Das prinzipielle Problem bei dieser Vorgehensweise besteht darin, dass die Korrekturdaten nicht im laufenden Betrieb aktualisiert werden können. Aufgrund von Temperaturschwankungen werden sich die Laufzeiten $\tau_{S,n}$, $\tau_{E,n}$, $\tau_{OS,n}$ und τ_K verändern. Allen bekannten Systemen zur Übermittlung von Zeitinformationen ist gemein, dass es Teilstrecken in der Übertragungskette gibt, die nicht von einer Messeinrichtung kontinuierlich überprüft werden können. Daher gab es hierzu auch einige Untersuchungen, in denen das Laufzeitverhalten dieser Übertragungskomponenten in Abhängigkeit von der Temperatur untersucht wurde [6, 11, 17, 21-22]. Es wird davon ausgegangen, dass die in [18, 21-23] vorgeschlagenen Maßnahmen zur Temperatur- und damit Laufzeitstabilisierung der kritischen Komponenten auch im hier vorgestellten System einsetzbar sind. Als kritisch werden hierbei die Empfangseinheiten angesehen ($\tau_{E,n}$), die an räumlich getrennten Orten unterschiedlichen Temperaturen

⁴⁵ Ein Zentimeter Längenunterschied z.B. zwischen den Fasern, die die Laufzeiten $\tau_{S,1}$ und $\tau_{S,2}$ verursachen, entspricht etwa einer Abweichung von 50 ps.

ausgesetzt sein können. Innerhalb dieser Baugruppe sind wiederum die optischen Empfänger die Komponenten mit den wahrscheinlich größten Laufzeitschwankungen [6, 17, 21-22] deren Temperaturkoeffizienten von 0,5 ps/K [17] bis zu 1,25 ps/K [21] reichen. Nach [22] ist mit Hilfe einer Temperaturstabilisierung eine Reduzierung auf 57,2 fs/K möglich. Da die Verbindungsfasern⁴⁶ in den Empfangseinheiten auch Laufzeitänderungen von etwa 1 ps/K verursachen, empfiehlt sich für den späteren Betrieb in der Beschleunigeranlage eine Temperatur- und damit Laufzeitstabilisierung der kompletten Baugruppe. Die Empfangseinheiten des Prototyps verfügen über keine Temperaturstabilisierungen und es wird davon ausgegangen, dass in ihnen Laufzeitänderungen von bis zu

$$\left(\frac{d\tau}{dT} \right)_{\text{Empfangseinheit}} \approx 2 \frac{\text{ps}}{\text{K}} \quad (11,12)$$

auftreten können. Dagegen werden die Schwankungen der Laufzeiten $\tau_{S,n}$, $\tau_{OS,n}$ und τ_K , die zwischen Splitter, Add/Drop-Multiplexer und optischen Schalter auftreten, als unkritisch angesehen, da diese Bauteile sich in räumlicher Nähe zueinander an einem zentralen Ort befinden. Temperaturschwankungen bewirken hier Laufzeitänderungen von etwa gleicher Größe und Richtung, die damit nur geringe Veränderungen der Zeitdifferenz $\Delta t_{\text{Sys},m \rightarrow n}$ verursachen⁴⁷.

11.2.3 Veränderung der Laufzeiten in den Übertragungsfasern

In Kapitel 9.3 wurde für zwei Szenarien beschrieben, wie schnell sich die Laufzeiten in den Fasern im Betrieb verändern können. Hier soll nun abgeschätzt werden, wie groß der daraus resultierende Fehler bei Phasenabgleich an zwei Referenzpunkten ist. Es wird davon ausgegangen, dass die Signale zweier Referenzgeneratoren, die an benachbarten Übertragungszweigen angeschlossen sind, einen Zeitversatz von Null aufweisen. Bis zur nächsten Korrektur der Referenzsignale müssen alle N Übertragungszweige vermessen werden, was jeweils die Zeit t_{Mess} benötigt. Im Normalbetrieb (Kap. 9.3.1) ist die Veränderung der Außentemperatur für die Laufzeitänderung verantwortlich, d.h. in allen Zweigen verändert sich die Laufzeit in die gleiche Richtung. Die größte Verschiebung tritt also zwischen den Zweigen mit der größten Längendifferenz auf. Daher wird davon ausgegangen, dass die Längendifferenz der beiden betrachteten Übertragungszweige maximal ist und damit 1 km beträgt. Demnach ergibt sich mit Gl. (9,23) eine Verschiebung der Mittelwertabweichung im Normalbetrieb von

$$\Delta t_{\text{Sys},F} \Big|_{\text{Normal}} < t_{\text{Mess}} N \left(\frac{d\tau}{dt} \right)_{\text{Normal}}. \quad (11,13)$$

Dies bedeutet für realistische Werte von $t_{\text{Mess}} = 1$ s und $N = 16$ einen maximalen Fehler von 96 fs, was im Vergleich zu den temperaturabhängigen Laufzeitänderungen der Empfangseinheiten in Gl. (11,12) vernachlässigt werden kann.

⁴⁶ Im Prototyp haben diese eine Gesamtlänge von 5 m. Es handelt sich um das mit Gl. (9,10) beschriebene Verbindungskabel.

⁴⁷ Hierbei wird davon ausgegangen, dass die Gleichungen (11,5), (11,6) und (11,7) näherungsweise erfüllt sind, was im Prototyp der Fall ist.

Bei der Abschätzung des größten denkbaren Fehlers wird davon ausgegangen, dass die in Kapitel 8.3.2 beschriebene schnellste anzunehmende Laufzeitänderung nur in einem der oben betrachteten Zweige auftritt. Man erhält mit Gl. (9,24) eine Verschiebung der Mittelwertabweichung zwischen beiden Referenzpunkten von

$$\Delta t_{\text{Sys},F} \Big|_{\text{Extrem}} < t_{\text{Mess}} N \left(\frac{d\tau}{dt} \right)_{\text{Extrem}}. \quad (11,14)$$

Unter der gleichen Annahme wie oben, dass $t_{\text{Mess}} = 1$ s und $N = 16$ ist, ergibt sich ein Wert von 3,33 ps, der zwar nicht vernachlässigt werden kann, aber weit unter der Genauigkeitsanforderung in Gl. (1,22) liegt.

11.2.4 Dispersion

Aufgrund der Dispersion in der SMF weicht die Laufzeit im Messkanal von den Laufzeiten in den Kanälen 1 und 2 ab. Die Laufzeit ist nach Gl. (9,1) vom Gruppenindex der Faser N_g abhängig. Der Gruppenindex wiederum ist abhängig von der Wellenlänge und der verwendeten Faser. Er kann entweder gemessen oder näherungsweise mit

$$N_g = K + \frac{S_0 \cdot c}{8} \left(\lambda^2 + \frac{\lambda_0^4}{\lambda^2} \right) \quad (11,15)$$

berechnet werden (Details in Kap. 15.8). Hierbei sind die Konstante K , die Nulldispersionssteigung S_0 und die Nulldispersionswellenlänge λ_0 von der verwendeten Faser abhängig. Die Laufzeit in den Übertragungskanälen hängt mit der im Messkanal über die Beziehung

$$\tau(\lambda_n) = \frac{N_g(\lambda_n)}{N_g(\lambda_M)} \tau(\lambda_M) \quad (11,16)$$

zusammen. Die maximale Laufzeitdifferenz beträgt in einer SMF zwischen λ_1 und λ_M etwas mehr als 50 ps/km.

11.2.5 Verifizierung der Zeitdifferenz-Bestimmung

Die bis hierher angestellten Überlegungen wurden mit Hilfe mehrerer Messungen überprüft. Dazu wurden im Prototyp (Kap. 4) die Korrekturdaten nach Gl. (11,10) für zwei Übertragungszweige bestimmt. Der Systemaufbau unterscheidet sich in einem wesentlichen Punkt von dem in Kapitel 3 beschriebenen. Da die Genauigkeit der Zeitintervallmessung bei den zur Verfügung stehenden Oszilloskopen nicht besser als 12 ps ist, wird anstelle von Systemtakt 1 (200 MHz-Rechtecksignal) das 1 GHz-Sinussignal eines Netzwerk-Analysators gesendet. Am Ende zweier Übertragungszweige werden die beiden ankommenden Signale abgegriffen und wiederum dem Netzwerk-Analysator zugeführt, der deren Phasen- und damit Zeitdifferenz ermitteln kann. Die Genauigkeit der Messung ist von der verwendeten Frequenz abhängig und liegt unter den gegebenen Randbedingungen bei 0,833 ps. Zu Beginn der Untersuchung wurden als erstes die Korrekturdaten $\Delta t_{\text{Sys},\text{Kor},1 \rightarrow 2}$ ohne Übertragungsfasern nach Gl. (11,10) ermittelt. Dann wurden nach dem Einsetzen der Übertragungsfasern mit der Messeinrichtung die Laufzeiten beider Zweige im Messkanal ermittelt und mit den Gl. (11,16) sowie (11,11) die Zeitdifferenz $\Delta t_{\text{Sys},1 \rightarrow 2}$ bestimmt. Der gewonnene Wert wurde mit einer Kontrollmessung des Netzwerk-Analysators überprüft. Dieser Vorgang wurde mehrmals

mit unterschiedlich langen Übertragungsfasern wiederholt. Alle ermittelten Abweichungen zwischen der Zeitdifferenz-Bestimmung und der Kontrollmessung lagen unterhalb einer Picosekunde. Unter Laborbedingungen wurde diese Genauigkeit über einen Zeitraum von einer Stunde gehalten⁴⁸. Daraus und aus dem Ergebnis in Gl. (11,12) wird gefolgert, dass mit Empfangseinheiten, die mit Hilfe einer Regelung konstant auf einer Temperatur ± 1 K gehalten werden, unter normalen Betriebsbedingungen (Kap. 11.2.3) Genauigkeiten von

$$\Delta t_{\text{Sys},G} < 5 \text{ ps} \quad (11,17)$$

über längere Zeiträume, d.h. Monate, erreicht werden können.

11.2.6 Verifizierung der relativen Messgenauigkeit

Um zu differenzieren, welche Ungenauigkeiten welchen Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Systems insgesamt haben, wird in diesem Kapitel noch die Genauigkeit der relativen Laufzeitmessung untersucht. Bei der Verifizierung der Zeitdifferenz-Bestimmung limitierte die Bandbreite des Empfängers die Takt- bzw. Messfrequenz auf 1 GHz und damit die Genauigkeit der Messung auf 1,11 ps. Außerdem verhindern nicht direkt erfassbare Laufzeit-schwankungen in den optischen Empfängern eine Aussage darüber, ob die in Kapitel 11.2.1 theoretisch bestimmte Messgenauigkeit auch praktisch erreicht wird. Beide Probleme werden mit dem Versuchsaufbau in Abbildung 60 reduziert bzw. beseitigt.

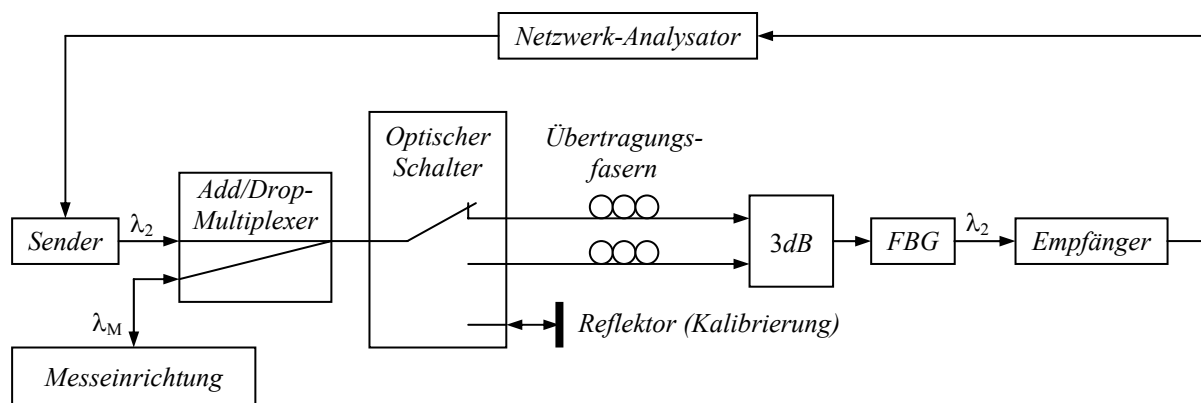


Abbildung 60 Verifizierung der Messgenauigkeit – Versuchsaufbau

Unterschiedliche Laufzeitveränderungen in den Empfängern spielen hier keine Rolle mehr, da nur ein Empfänger verwendet wird. Außerdem lässt dieser eine Empfänger die Übertragung eines 6 GHz-Signals zu, wodurch der Fehler der Kontrollmessung auf < 138 fs reduziert wird. Das System misst nun die Laufzeiten abwechselnd in den beiden Übertragungsfasern und bestimmt dann den Zeitunterschied am Ausgang des Empfängers, der durch das Umschalten von der einen auf die andere Faser entsteht. Hierbei werden die unterschiedlichen Laufzeiten im Mess- und Übertragungskanal nach Gl. (11,16) berücksichtigt. Gleichzeitig wird diese Zeitdifferenz vom Netzwerk-Analysator über zwei Phasenmessungen überprüft. In Abbildung 61 sind die Abweichungen der mit der Messeinrichtung ermittelten Werte von den Kontrollmessungen des Netzwerk-Analysators über 16 Stunden dargestellt. Hierbei betrug die Länge der Übertragungsfasern 100 m und 1 km. Die Abweichung betrug weniger als 60 fs über die komplette Messdauer, was den in Kapitel 11.2.1 theoretisch ermittelten Wert von $< 92,6$ fs für die relative Messgenauigkeit und die Berechnung der Laufzeit im Übertragungskanal nach Gl. (11,16) bestätigt.

⁴⁸ Nach dieser Zeit wurde die Messung abgebrochen.

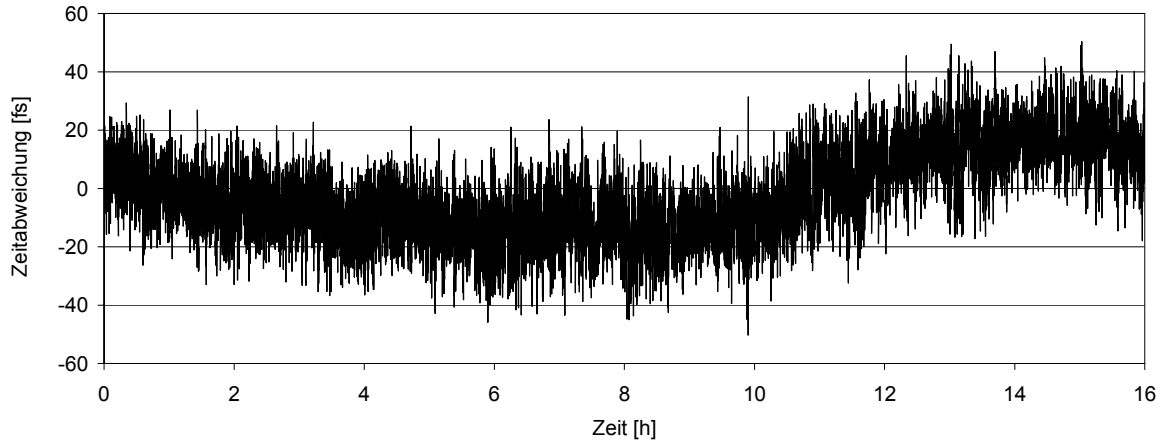


Abbildung 61 Verifizierung der Messgenauigkeit – Abweichung von der Kontrollmessung

11.2.7 Parameterübersicht, Optimierungsmöglichkeiten

Zusammenfassend werden nun die Optimierungsparameter (Kap. 3.2.4) des Messkanals und deren Zusammenhänge aufgeführt. Diese beziehen sich auf eine Messbandbreite von 10 Hz und die höchste im Prototyp verwendete Messfrequenz $f_{M,\max} = 6$ GHz, da von dieser die Größe des relativen Fehlers der Laufzeitmessung abhängt.

$$\left. \begin{array}{l} SNR_{Mess,Trans} = 108,5 dB_{ele} \\ \alpha_{ü,Mess,Trans} > 100 dB_{ele} \end{array} \right\} \Rightarrow t_{j,Mess,Trans} < 0,414 fs \quad (11,18)$$

Zur besseren Vergleichbarkeit sind hier wie in Kapitel 10 Signal-Rausch-Abstand $SNR_{Mess,Trans}$ und das Übersprechen $\alpha_{ü,Mess,Trans}$ auf den Gleichanteil des Signals bezogen. Mit dem Modulationsindex $m = 0,682$ ergeben sich nach Gl. (10,2) für das Sinussignal ein Signal-Rausch-Abstand von 102,2 dB und ein $SIR > 93,7$ dB. Hieraus resultiert nach den Gl. (5,17) und (5,44) sowie (5,48) der quadratische Mittelwert der Zeitabweichung $t_{j,Mess,Trans}$. Dieser ist mit weniger als 0,414 fs so niedrig, dass eine weitere Optimierung der Übertragungseigenschaften des Messkanals keine Verbesserung der Messgenauigkeit im Prototyp bewirkt. Die maximal mögliche Phasenverfälschung durch die höchste zu erwartende, ungewollte Reflexion (Kap. 8) wird auch nur einen Messfehler von $< 1,85$ fs verursachen und ist daher ebenfalls vernachlässigbar. Eine Optimierung der Laufzeitmessung ist daher nur noch über eine Reduzierung des Phasenmessfehlers $\Delta\varphi_F$ und die Erhöhung der maximalen Messfrequenz $f_{M,\max}$ möglich

$$\left. \begin{array}{l} \Delta\varphi_F \downarrow \\ f_{M,\max} \uparrow \end{array} \right\} \Rightarrow \tau_F \downarrow \quad (11,19)$$

Im Prototyp kann die relative Laufzeit mit einem Fehler bestimmt werden von

$$\tau_F < 92,6 fs \quad (11,20)$$

12 Generierung der Referenzzeit

Mit Hilfe der Referenzgeneratoren wird die Referenzzeit wie in Kapitel 3.6 beschrieben erzeugt. Dazu müssen die Referenzgeneratoren in der Lage sein, aus den Systemtaktten die Frequenzen der Referenzsignale abzuleiten und deren Phasenlage so einzustellen, dass ein Phasenabgleich zwischen den verschiedenen Referenzpunkten möglich ist (Kap. 3.1.5). In anderen Systemen werden verschiedene Techniken eingesetzt, um die Phase des übertragenen Signals so zu verschieben, dass sich die Phasenlage am Ende der Übertragungsstrecke stabilisiert. Zur Phasenverschiebung werden eingesetzt: Optische Delays [21], optische Phasenschieber [10], Fiber Strecher [20], Kompensationsfasern in Temperaturschränken [9-10, 12-13], elektrische Delays und Phasenschieber [11, 14, 17]. Nachteil aller dieser technischen Möglichkeiten ist der begrenzte Phasenhub (Kap. 2.3.4). In dieser Arbeit wird daher eine bisher nicht eingesetzte Technik genutzt, die diesen Nachteil nicht aufweist. Es wird nicht die Phase der Systemtakte verschoben, sondern aus diesen werden mittels digitaler Frequenzgeneratoren neue Referenzsignale erzeugt. Die Phasenlage der Referenzsignale kann in Relation auf die Phasen der Systemtakte am Eingang des Generators verschoben werden. Im Folgenden werden als erstes das Prinzip der Direkten Digitalen Synthese (DDS), nach dem die eingesetzten Frequenzgeneratoren arbeiten, und die daraus resultierenden Eigenschaften für das System beschrieben. Dann werden die im Prototyp erreichten Systemparameter vorgestellt.

12.1 Direkte digitale Synthese zur Referenzgenerierung

Der Aufbau einer DDS-Einheit ist in Abbildung 62 schematisch dargestellt [56, S. 25], [57, S. 21], [58, S. 1]. Zur Erläuterung der Funktionsweise wird angenommen, dass das Phasenregister zu Beginn den Wert 0 enthält. Mit der ersten Taktung wird der Wert des *FTW* (Frequency Tuning Word) zum Inhalt des Phasenregisters addiert. Der Addierer führt gleichzeitig die Rechenoperation modulo $2^{M_{Akku}}$ durch und das Ergebnis wird ins Phasenregister geschrieben. M_{Akku} steht hierbei für die binäre Wortbreite des Phasenakkumulators. Das Phasenregister kann Werte zwischen 0 und $2^{M_{Akku}} - 1$ aufnehmen, die stellvertretend für Phasenlagen von 0 bis annähernd 2π stehen. Mit dem nächsten Takt wird dann wieder der Wert des *FTW*, welches in der hier betrachteten Anwendung konstant ist, zum Inhalt des Phasenregisters addiert. Dieser Prozess wird mit jedem weiteren Takt wiederholt und die Phasenwerte akkumulieren sich im Phasenregister. In Abbildung 62 links unten ist diese Akkumulation für die ersten 8 Takte mit einem $FTW = 2^{M_{Akku}-3}$ dargestellt. Ein Phasenschieber stellt die nächste Stufe der DDS-Einheit dar. Hier kann zum aktuellen Wert des Phasenregisters ein Phasenversatz hinzuaddiert werden. Die Größe des Phasenversatzes wird über das *POW* (Phase Offset Word) vorgegeben. Da dessen Wortbreite M_{Off} in der Regel kleiner ist als die des Phasenakkumulators, muss es mit dem Faktor $2^{M_{Akku}-M_{Off}}$ multipliziert⁴⁹ werden um beliebig große Phasenschübe zu ermöglichen. Dadurch wird allerdings die Auflösung der Phasenverschiebung reduziert. Das Ergebnis einer Verschiebung um 90° am Ausgang des Phasenschiebers ist in Abbildung 62 unten wiederum für die ersten 8 Takte zu sehen. Anschließend werden die Phasenwerte auf 2π normiert und so das Phasensignal

$$\varphi_{DDS}(n) = \frac{2\pi}{2^{M_{Akku}}} \left[\left(nFTW + 2^{M_{Akku}-M_{Off}} POW \right) \bmod 2^{M_{Akku}} \right] \quad (12,1)$$

⁴⁹ Das Multiplizieren wird durch Bitverschiebung des binären *POW* erreicht.

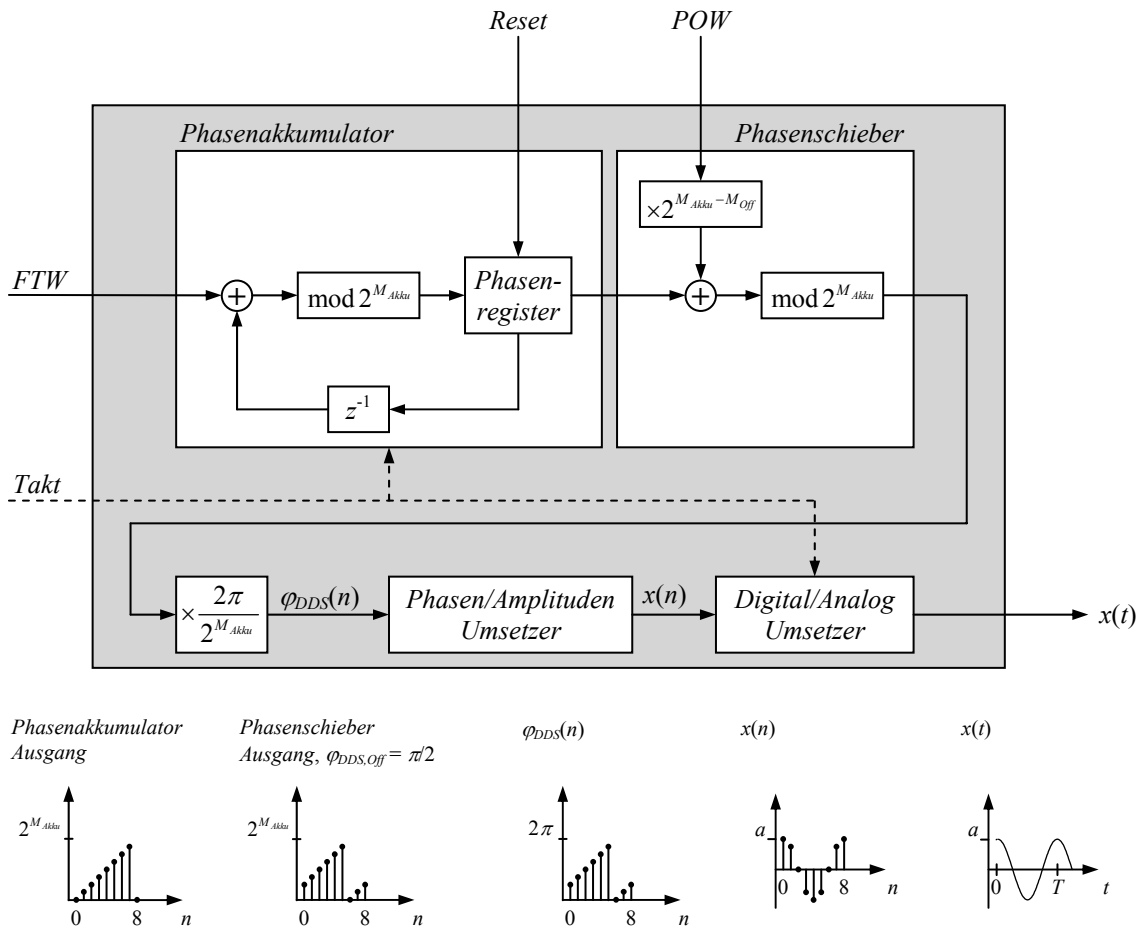


Abbildung 62 DDS Funktionsprinzip

gewonnen. Das Phasensignal wird einem Phasen/Amplituden-Umsetzer zugeführt, der über eine gespeicherte Tabelle jedem Phasenwert $\varphi_{\text{DDS}}(n)$ einen Amplitudenwert $x(n)$ zuweist⁵⁰ und ausgibt. So entsteht ein zeit- und wertdiskretes Signal

$$x(n) = a \cdot \sin \left[\frac{2\pi}{2^{M_{\text{Akku}}}} \left(nFTW + 2^{M_{\text{Akku}} - M_{\text{Off}}} POW \right) \right], \quad (12,2)$$

das anschließend im Digital/Analog-Umsetzer in ein analoges Signal

$$x(t = nT_{\text{Takt}}) = a \cdot \sin \left[\underbrace{\frac{2\pi}{2^{M_{\text{Akku}}}} FTW \cdot t}_{\omega_{\text{DDS}}} + \underbrace{\frac{2\pi}{2^{M_{\text{Off}}}} POW}_{\varphi_{\text{DDS,Off}}} \right] \quad (12,3)$$

umgewandelt wird. Das Ausgangssignal der DDS-Einheit weist mit $f_{\text{Takt}} = 1/T_{\text{Takt}}$ die Frequenz

$$f_{\text{DDS}} = \frac{FTW}{2^{M_{\text{Akku}}}} f_{\text{Takt}} \quad (12,4)$$

⁵⁰ In realen Systemen wird auch die Phasennormierung in diesem Funktionsbaustein durchgeführt.

und den Phasenversatz

$$\varphi_{DDS,Off} = \frac{POW}{2^{M_{Off}}} 2\pi \quad (12,5)$$

auf. In Abbildung 29 ist dargestellt, wie zwei DDS-Einheiten zur Generierung der Referenzsignale eingesetzt werden. Beide werden vom Systemtakt 1 mit der Frequenz $f_{Sys,1} = 200$ MHz getaktet. DDS_1 arbeitet mit dem $FTW_1 = 2^{M_{Akku}-2}$ und DDS_2 mit dem $FTW_2 = 2^{M_{Akku}-11}$, weswegen sie nach Gl. (12,4) die Frequenzen $f_{Ref,1} = 50$ MHz und $f_{Ref,2} = 97,65625$ kHz erzeugen⁵¹. Folgende ganzzahlige Verhältnisse stellen sich zwischen den Frequenzen der Systemtakte und Referenzsignale, die alle einen einheitlichen Zeitbezug haben (Kap. 3.1.4), ein

$$\frac{f_{Ref,2}}{f_{Sys,2}} = 1 \quad \frac{f_{Ref,1}}{f_{Ref,2}} = 2^9 \quad \frac{f_{Sys,1}}{f_{Sys,2}} = 2^{11}. \quad (12,6)$$

Damit ist die wesentliche Bedingung in Gl. (3,2) zur Übermittlung der Zeitinformation erfüllt und es besteht prinzipbedingt ein konstanter Phasenbezug zwischen den Systemtakten und den Referenzsignalen. Dieser ist allerdings noch unbestimmt, was über die Möglichkeit, die Phasenregister beider DDS-Einheiten auf den Wert Null zu setzen, beseitigt wird. Dies geschieht mit Hilfe von Systemtakt 2. Zur Initialisierung des Referenzgenerators werden nach der positiven Flanke von Systemtakt 2 zur nächsten positiven Taktflanke von Systemtakt 1 (Abbildung 19 → „Startpunkt“) die Phasenregister beider DDS-Einheiten auf Null gesetzt und dieser Wert zum Initialisierungszeitpunkt $n = 0$ vom Phasenakkumulator ausgegeben. Die folgende Phasenakkumulation ähnelt dann wieder der des Beispiels in Abbildung 62. Nun ist der Phasenversatz zwischen den Systemtakten, die an Schnittstelle 2 den Referenzgeneratoren übergeben werden, und den Referenzsignalen bekannt (Abbildung 29)⁵². Der letzte Schritt zur Erzeugung der Referenzsignale besteht darin, die Phasenlagen am Ausgang der Referenzgeneratoren über die Phasenschieber der DDS-Einheiten so einzustellen, dass sie an allen Referenzpunkten synchron sind. Hierzu werden aus den Laufzeiten, die von der Messeinrichtung ermittelt wurden, die Phasenwerte zur Korrektur berechnet⁵³ und nach Konvertierung in die binäre Form des POW den DDS-Einheiten übermittelt, die eine entsprechende Phasenverschiebung durchführen.

12.2 Leistungsfähigkeit

Nachdem in Kapitel 12.1 das Funktionsprinzip der Referenzgeneratoren erläutert wurde, werden nun die praktischen Eigenschaften des Prototyps beschrieben. In Tabelle 7 sind die Werte für die untersuchten Kenngrößen der Zeitschwankung σ_{RG} , der Schrittweite und der Genauigkeit der Zeiteinstellung t_s bzw. t_G (Abbildung 22 und Abbildung 23, Kap. 3.2.3) jeweils für beide Referenzsignale aufgeführt (Optimierungsparameter, Kap. 3.2.4). Wie schon in Kapitel 1.5 beschrieben, ist für die Gesamtgenauigkeit der Zeitinformation die Qualität des Referenzsignals 1 maßgeblich.

⁵¹ Die exakte Generierung von 100 kHz für Referenzsignal 2 ist nach Gl. (12,4) prinzipbedingt nicht möglich.

⁵² Praktisch müssen noch die Laufzeiten in der DDS-Einheit berücksichtigt werden.

⁵³ Bei der Ermittlung der Korrekturwerte sind auch die von der Messeinrichtung nicht erfassten Laufzeiten (Kap. 11.2.2) sowie die Zeitverzögerungen in den Referenzgeneratoren zu berücksichtigen.

Qualität der Zeitinformation [ps]	Schwankungen σ_{RG}	Schrittweite t_s	Genauigkeit t_G
Referenzsignal 1	7,56	1,22	< 7,5
Referenzsignal 2	140	625	527

Tabelle 7 Eigenschaften der Referenzgeneratoren

Die Zeitschwankung von Referenzsignal 1 wurde direkt an der erzeugten Sinusschwingung gemessen, während Referenzsignal 2 vor der Messung mit Hilfe eines Komparators in ein rechteckförmiges Signal ungewandelt wurde⁵⁴. Letzteres begünstigt die weitere Signalverarbeitung jenseits von Schnittstelle 3 in den Signalgebern der Kavitäten (Abbildung 25 in Kap. 3.2.5). Außerdem sind Phasenbeziehungen von Referenzsignal 1 zu den anderen Signalen aufgrund der höheren Flankensteilheit wesentlich besser messbar. Die Schrittweite, mit der die Zeitinformation der Referenzsignale verschoben werden kann, ergibt sich mit Gl. (12,5) zu

$$t_s = \frac{(\Delta\varphi_{DDS,Off})_{\min}}{2\pi} T_{DDS} = \frac{1}{2^{M_{Off}} f_{DDS}}. \quad (12,7)$$

Das *POW* der verwendeten DDS-Einheiten weist eine binäre Wortbreite von 14 Bit auf, woraus eine Schrittweite von 1,22 ps resultiert. Um die Genauigkeit der Zeiteinstellung zu messen, wurden zwei Referenzgeneratoren über phasenstabile, elektrische Komponenten direkt, d.h. ohne optisches Netzwerk, mit der Systemtaktquelle verbunden. Dann wurde ein Phasenabgleich durchgeführt und gemessen, wie stark die Phasen beider Signale auseinanderdrifteten. Der Phasenversatz wurde hierbei immer über einen Zeitraum von einer Sekunde gemittelt, um den Einfluss des Jitters zu unterdrücken. Es kam zu Schwankungen, deren maximale Amplituden in Tabelle 7 eingetragen sind. Bei der Messung der Genauigkeit von Referenzsignal 1 lag die Differenz zwischen minimaler und maximaler Phasenabweichung über einen Zeitraum von 7 Stunden unterhalb der Messgenauigkeit des Oszilloskops von 15 ps. Daraus wird gefolgert, dass die Genauigkeit besser als 7,5 ps ist.

Alle Werte für Referenzsignal 2 in Tabelle 7 sind aufgrund der niedrigeren Frequenz schlechter, aber vollkommen ausreichend, um der Aufgabe dieses Signals, der eindeutigen Identifikation einer Flanke von Referenzsignal 1 (Kap. 3.1.1), zu genügen. Die Wahrscheinlichkeit einer Fehlzuordnung geht gegen Null (Kap. 15.9).

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Standardabweichung der Referenzzeit-Schwankung σ einen Wert von

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_{Sys,Trans} = 0,322 \text{ ps} \\ \sigma_{RG} = 7,56 \text{ ps} \end{array} \right\} \Rightarrow \sigma = 7,57 \text{ ps} \quad (12,8)$$

erreichen kann (Optimierungsparameter, Kap. 3.2.4). Der durch die Übertragung verursachte additive Jitter $\sigma_{Sys,Trans}$ geht hierbei in die Schwankung der Referenzzeit nach Gl. (5,48) kaum ein. Im Gesamtsystem wurden bisher nur 12,1 ps erreicht, da die verwendeten optischen Empfänger in den Empfangseinheiten an Schnittstelle 2 dem Referenzgenerator weniger Signalleistung übergeben, als für die DDS-Einheiten optimal wäre. Durch eine technisch machbare Erhöhung der Signalleistung kann der Wert in Gl. (12,8) erreicht werden (Kap.

⁵⁴ Der Komparator ist in der DDS-Einheit integriert.

15.10). Neben den Zeitschwankungen der Referenzsignale ist der zweite wesentliche zu optimierende Parameter die mittlere Zeitabweichung $\Delta\mu$ zwischen zwei Referenzpunkten. Er hängt vom Fehler der Laufzeitmessung τ_F , der Schrittweite t_S und der Genauigkeit t_G , mit der die Zeit eingestellt werden kann,

$$\begin{array}{l} \tau_F < 92,6 \text{ fs} \\ t_S = 1,22 \text{ ps} \\ t_G < 7,5 \text{ ps} \end{array} \quad (12,9)$$

ab, aber auch von der Genauigkeit, mit der der Versatz zwischen den Systemtaktan $\Delta t_{\text{sys},G}$ an Schnittstelle 2 bestimmt werden kann. Nach den Überlegungen in Kapitel 11.2.5 müsste dieser Versatz mit temperaturstabilisierten Empfangseinheiten im Normalbetrieb (Kap. 11.2.3) mit einer Genauigkeit von $\Delta t_{\text{sys},G} < 5 \text{ ps}$ möglich sein. Mit dieser Information lässt sich nun die zu erwartende Abweichung der Referenzzeit an zwei verschiedenen Referenzpunkten berechnen⁵⁵ (Kap. 3.2.3)

$$\Delta\mu < t_S + 2t_G + \Delta t_{\text{sys},G} . \quad (12,10)$$

Unter normalen Betriebsbedingungen (Kap. 9.3.1) wird also eine mittlere Abweichung der Referenzzeiten an verschiedenen Referenzpunkten erwartet von

$$\Delta\mu < 21,2 \text{ ps} . \quad (12,11)$$

In diesem Kapitel wurde der letzte Baustein des hier entwickelten Systems vorgestellt. Im folgenden und letzten Kapitel wird dessen Gesamtleistung beschrieben und der Wert für die mittlere Zeitabweichung in Ungleichung (12,11) überprüft.

⁵⁵ In $\Delta t_{\text{sys},G}$ ist τ_F bereits enthalten.

13 Systemleistung und Diskussion

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln 5 bis 12 die im hier entwickelten System wesentlichen Phänomene und die Lösung der Teilaufgaben beschrieben wurden, nämlich Übertragung des Systemzeit, Laufzeitmessung und Generierung der Referenzzeit, wird in diesem Kapitel eine Gesamtübersicht über die Leistungsfähigkeit des Systems gegeben. Hierzu wird zunächst noch die Aussage in Ungleichung (12,11) über den zu erwartenden mittleren Phasenversatz zwischen zwei Referenzpunkten durch eine Messung über einen längeren Zeitraum verifiziert. Anschließend werden die erreichten Werte aller Systemparameter in einer Übersicht dargestellt. Mit Hilfe dieser Daten werden dann die Einhaltung der Spezifikation in Kapitel 1.5 überprüft, die Bedeutung der Ergebnisse für die Kavitäten-Synchronisation diskutiert und die Möglichkeiten für eine weitere Systemverbesserung ausgelotet.

13.1 Verifizierung des mittleren Zeitversatzes

Zur Verifizierung der Aussage in Kapitel 12.2 über den zu erwartenden mittleren Phasenversatz zwischen zwei Referenzpunkten in Ungleichung (12,11) wurde der Prototyp mit zwei Systemzweigen beinahe vollständig aufgebaut. Bei der Untersuchung stand der EDFA nicht zur Verfügung, weswegen die Dämpfung des 1x2-Splitters nicht ausgeglichen werden konnte und die optischen Empfänger nicht mit der optimalen Leistung von 0 dBm, sondern nur mit ca. -3 dBm versorgt werden konnten. Diese und die in Kap. 12.2 beschriebenen Umstände führten dazu, dass der Jitter der Referenzgeneratoren aufgrund niedriger Leistungen der Taktsignale (Kap. 15.10) deutlich größer als die unter optimalen Bedingungen möglichen 7,57 ps in Gl. (12,8) war. Bei der Messung des Zeitversatzes trat dadurch ein Kurzzeit-Jitter von 26,4 ps auf. Das bedeutete, dass in dieser Versuchsanordnung etwa 2,5-mal größere Zeitschwankungen als unter optimalen Bedingungen auftraten. Der Mittelwert wurde jeweils über eine Sekunde aus etwa 4000 Messwerten gebildet. Dieser Mittelwert weist daher eine Standardabweichung von $26,4 \text{ ps} / \sqrt{4000} = 0,417 \text{ ps}$ auf [59, S. 292], was trotz der erhöhten Jitterwerte niedrig genug ist, um Veränderungen des tatsächlichen Mittelwerts in der Größenordnung von wenigen Picosekunden beobachten zu können. In Abbildung 63 ist die mittlere Zeitabweichung an zwei verschiedenen Referenzpunkten über 15 Stunden dargestellt.

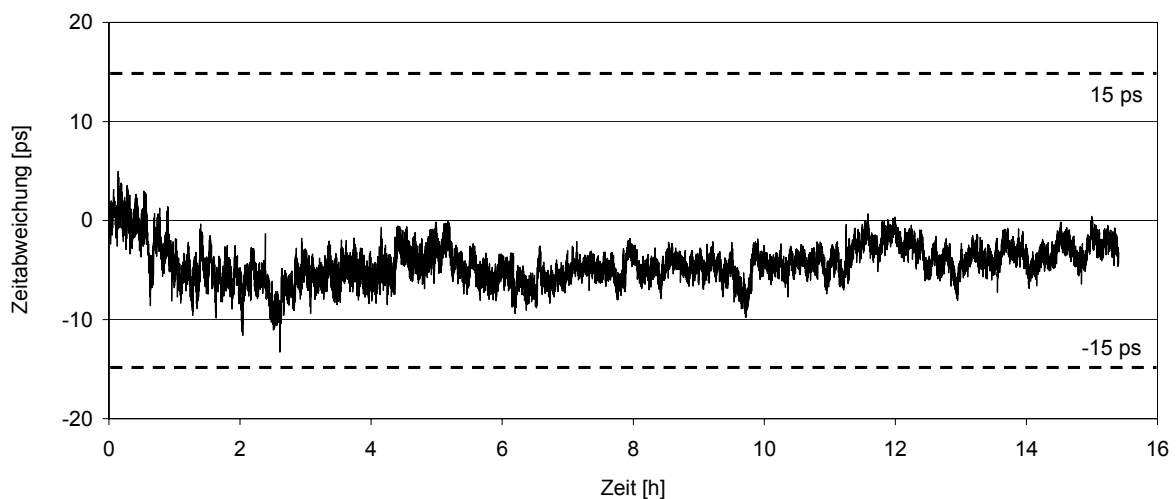


Abbildung 63 Verifizierung des mittleren Zeitversatzes

Die Abweichungen lagen über den gesamten Zeitraum unter 15 ps. In den beiden ca. 1 km langen Übertragungsfasern traten währenddessen Laufzeitveränderungen von bis zu 106 ps auf. Werte dieser Größenordnung sind unter normalen Betriebsbedingungen zu erwarten (Kap. 9.3.1). Aufgrund dieses reproduzierbaren Ergebnisses wird davon ausgegangen, dass der Wert in Ungleichung (12,11) korrekt ist und demnach im Normalbetrieb keine mittlere Abweichung auftritt, die größer als 21,2 ps ist.

13.2 Systemparameter

Nachdem in Kapitel 13.1 als letzter Systemparameter die maximale Abweichung der Referenzzeiten an zwei verschiedenen Referenzpunkten verifiziert wurde, werden nun alle für die Systemfunktion relevanten Parameter und ihre Zusammenhänge dargestellt. Begonnen wird mit den Schwankungen der Referenzzeit σ , bei denen nur die Parameter eine Rolle spielen, deren Optimierung (Kap. 10 und 12) von Anfang an Ziel dieser Arbeit war (Kap. 3.2)

$$\left. \begin{array}{l} SNR_{Sys,Trans} = 53,9 dB_{ele} \\ \alpha_{ü,Sys,Trans} = 74,6 dB_{ele} \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} \sigma_{Sys,Trans} = 0,322 ps \\ \sigma_{RG} = 7,56 ps \end{array} \right\} \Rightarrow \sigma = 7,57 ps. \quad (13,1)$$

Es stellte sich heraus, dass die Schwankung der Referenzzeit σ beinahe ausschließlich von der Zeitschwankung des Referenzgenerators σ_{RG} bestimmt wird und näherungsweise normalverteilt ist. Bei der mittleren Zeitabweichung zwischen zwei Referenzpunkten $\Delta\mu$ waren dagegen nicht nur die Optimierungsparameter in Kapitel 3.2.4 relevant. Ursprünglich wurde vermutet, dass der Jitter $t_{j,Mess,Trans}$, der dem Messsignal bei der Übertragung hinzugefügt wird, den limitierenden Faktor bei der Laufzeitmessung darstellen würde. Es wurde aber ein so niedriger Wert erreicht

$$\left. \begin{array}{l} SNR_{Mess,Trans} = 108,5 dB_{ele} \\ \alpha_{ü,Mess,Trans} > 100 dB_{ele} \end{array} \right\} \Rightarrow t_{j,Mess,Trans} < 0,414 fs, \quad (13,2)$$

dass dies nicht der Fall war (Kap. 11). Stattdessen hängt der Messfehler τ_F vom Fehler des Phasenmessers $\Delta\varphi_F$ und der Größe der maximalen Messfrequenz $f_{M,max}$ ab

$$\left. \begin{array}{l} \Delta\varphi_F = 0,4^\circ \\ f_{M,max} = 6 GHz \end{array} \right\} \Rightarrow \tau_F = 92,6 fs \quad (13,3)$$

und ist auch wesentlich kleiner als zu Beginn der Arbeit erwartet. Aufgrund dieses Optimierungserfolgs ist auch die ursprüngliche Annahme, dass Fehler bei der Laufzeitmessung relevante Fehler beim Abgleich der Referenzphasen verursachen, hinfällig. Vielmehr ist hierfür die Genauigkeit, mit der die Zeitdifferenz $\Delta t_{Sys,G}$ an Schnittstelle 2 unterschiedlicher Systemzweige bestimmt werden kann, die entscheidende Größe. Diese hängt hauptsächlich von den temperaturbedingten Laufzeitänderungen in den Empfangseinheiten ab

$$\Delta t_{Sys,G} = f \left(\left(\frac{d\tau}{dT} \right)_{Empfangseinheit} \right), \quad (13,4)$$

die im laufenden Betrieb weder gemessen noch korrigiert werden können (Kap. 11.2.5). Neben dieser Größe ist die Schrittweite, mit der die Referenzgeneratoren die Zeitinformation zum Abgleich der Referenzsignale verschieben können t_S , sowie die Genauigkeit, mit der die Referenzzeit mit der Systemzeit an Schnittstelle 2 verkoppelt ist t_G , maßgeblich für die mittlere Abweichung der Zeit an zwei Referenzpunkten (Kap. 12.2)⁵⁶

$$\left. \begin{array}{l} \Delta t_{\text{Sys},G} < 5 \text{ ps} \\ t_S = 1,22 \text{ ps} \\ t_G < 7,5 \text{ ps} \end{array} \right\} \Rightarrow \Delta \mu < 21,2 \text{ ps}. \quad (13,5)$$

13.3 Vergleich der Ergebnisse mit der Spezifikation

In Kapitel 13.2 sind alle relevanten Systemparameter aufgeführt worden. Nun lässt sich mit den Ergebnissen in Gl. (13,5) und Gl. (13,1) die nach Gl. (1,22) definierte Zeitabweichung berechnen und mit der maximal zulässigen Zeitabweichung Δt_{max} vergleichen. Der in Kapitel 1.5 spezifizierte Wert für die maximal zulässige Zeitabweichung wird um etwa eine Größenordnung übertroffen

$$\Delta \mu + 5\sigma < 59,1 \text{ ps} \ll \Delta t_{\text{max}} = 514 \text{ ps}. \quad (13,6)$$

Das Ziel dieser Arbeit wurde erreicht.

13.4 Bedeutung für die Kavitäten-Synchronisation

Nachdem gezeigt wurde, dass die spezifizierte Genauigkeit des Systems deutlich übertroffen wurde, wird nun anschaulich gemacht, was dies für die Synchronisation der Kavitäten bedeutet. Betrachtet wird zunächst die mittlere Abweichung der Referenzzeit an verschiedenen Referenzpunkten. Sie beträgt weniger als 21,2 ps, was zu einem Phasenversatz der elektrischen Felder in den Kavitäten von maximal $0,0412^\circ$ führt, bezogen auf die im Betrieb auftretenden Frequenzen von 0,4 bis 5,4 MHz. Bezieht man auf diese Frequenzen auch die Schwankungen der Referenzzeit von 7,57 ps, entspricht dies Phasenschwankungen von $\leq 0,0147^\circ$. Diese Werte werden in der Praxis vor allem deswegen nicht erreicht werden, da die Regelung in Abbildung 12 die von den Signalgebern vorgegebene Soll-Phase nur mit einer Genauigkeit von 3° in den Kavitäten umsetzen kann (Kap. 1.4.2). In Relation dazu ist die Genauigkeit des hier entwickelten Systems um mehr als eine Größenordnung besser und wird in der Gesamtbetrachtung nur einen geringen Fehler bei der Synchronisierung der Kavitäten verursachen.

Zu einer Überschreitung des maximal zulässigen zeitlichen Versatzes $\Delta t_{\text{max}} = 514 \text{ ps}$ (Kap. 1.5) und damit zu einer Abweichung von mehr als 1° wird es nicht kommen (Kap. 15.1).

⁵⁶ Dieser Wert könnte kurzfristig durch einen plötzlichen Temperatursprung, wie in Kapitel 11.2.3 beschrieben, etwa um 3 ps ansteigen, aber auch unter diesen Bedingungen werden die Spezifikationen eingehalten (vgl. Kap 13.3).

Darüber hinaus weist das System eine große Sicherheitsreserve auf. Selbst wenn sich die Parameter um den Faktor 4,8 auf $\Delta\mu = 102$ ps und $\sigma = 36,3$ ps verschlechtern würden, käme es durchschnittlich nur etwa einmal pro Jahr zu einer Überschreitung von Δt_{max} (Kap. 15.1).

13.5 Ausblick

Abschließend werden nun noch die Möglichkeiten für eine weitere Optimierung diskutiert und auf die Möglichkeit der Systemüberwachung hingewiesen, bevor die Relevanz der hier erzielten Ergebnisse für andere Systeme zur Übermittlung von Zeitinformationen erörtert wird.

13.5.1 Optimierungsmöglichkeiten

Ein wesentliches Problem bei einer weiteren Optimierung ist, dass die Überprüfung der Genauigkeit mit konventionellen Mitteln schon jetzt an ihre Grenzen stößt. Hauptgrund für die Begrenzung der Messgenauigkeit ist die relativ niedrige Frequenz von 50 MHz, die Referenzsignal 1 aufweist. Damit beträgt der Fehler eines Netzwerk-Analysators, der den Phasenversatz an zwei Referenzpunkten mit einer Genauigkeit von $0,3^\circ$ messen kann, 16,7 ps. Daher wurde zur Verifizierung des mittleren Zeitversatzes ein hochauflösendes Oszilloskop verwendet, mit dem eine Genauigkeit von 12 ps erzielbar ist. Eine weitere Systemoptimierung kann also nur schlecht überprüft werden. Daher wird im Folgenden gezeigt, dass durch die Veränderung einer Rahmenbedingung dieser Arbeit wesentliche Verbesserungen der Überprüfbarkeit der Systemgenauigkeit erzielt werden können.

Bei der Rahmenbedingung handelt es sich um die Frequenzen der Systemtakte und der Referenzsignale (Kap. 3.1). Lässt man diese Rahmenbedingungen außer Acht, dann ist es möglich, eine höhere Frequenz für Referenzsignal 1 von 250 MHz zu wählen. Auch mit dieser Frequenz lassen sich die Signalgeber takten. Durch die höhere Frequenz würde sich der Fehler bei der Überprüfung des mittleren Zeitversatzes mit einem Netzwerk-Analysator um den Faktor 5 auf 3,33 ps reduzieren. Um eine Frequenz für Referenzsignal 1 von 250 MHz zu realisieren, bedarf es zweier Maßnahmen. Zum einen muss die Frequenz von Systemtakt 1 auf 1 GHz erhöht werden und zum anderen müssen DDS-Einheiten eines anderen Typs als im Prototyp zum Einsatz kommen, die mit einer so hohen Rate getaktet werden können. Solche DDS-Einheiten sind mittlerweile kommerziell erhältlich und bringen auch weitere Vorteile für die Systemgenauigkeit mit sich [60]. Der größte Gewinn liegt in der Reduzierung der vom Referenzgenerator erzeugten Zeitschwankung auf einen Wert von < 1 ps. Damit würde die Schwankung der Referenzzeit σ in Gl. (13,1) signifikant gesenkt. Darüber hinaus wird die Schrittweite durch ein *POW* mit einer größeren binären Wortbreite von 16 bit und der höheren Frequenz von 250 MHz nach Gl. (12,7) auf einen Wert von 61 fs reduziert. Bei diesen Überlegungen ist zu bedenken, dass die Entwicklung von Frequenzgeneratoren, die nach dem DDS-Prinzip arbeiten, stetig voran schreitet und in Zukunft auch noch höhere Taktraten sowie größere Wortbreiten des *POW* und damit noch bessere Eigenschaften für die Generierung von Referenzsignalen zu erwarten sind.

Verbindet man diese Verbesserung mit einer effektiveren Temperatur- und damit Laufzeitstabilisierung der Empfangseinheiten als die in Kapitel 11.2.2 angedachte, dann wird auch die mittlere Abweichung der Zeit zwischen zwei Referenzpunkten $\Delta\mu$ nach Gl. (13,5) kleiner werden. Aufgrund der höheren Frequenz eröffnet sich nun auch die Möglichkeit, die

Genauigkeit, mit der die Referenzzeit eingestellt werden kann t_G , genauer zu verifizieren. Eine bessere Stabilisierung der Empfangseinheiten kann auch durch den Einsatz von Verbindungskabeln, deren Laufzeit sich nach den Ergebnissen in Kapitel 9 nur relativ wenig bei Temperaturschwankungen ändern, erreicht werden. Gleiches gilt für die Wahl der optischen Empfänger, bei denen diese Eigenschaft allerdings über Messungen ermittelt werden muss.

Hiermit wurden die Optimierungsmöglichkeiten erläutert, mit denen die Genauigkeit des Gesamtsystems signifikant gesteigert werden kann. Wege zur Optimierung der für die Gesamtleistung weniger relevanten Aspekte werden in den entsprechenden Kapiteln aufgezeigt.

Es kann gesagt werden, dass das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren ein großes Potential für zukünftige Weiterentwicklungen aufweist.

13.5.2 Systemüberwachung

Da in dem hier entwickelten System ein separater Messkanal zur Verfügung steht, lassen sich neben der Laufzeit auch noch andere Parameter der Übertragungsstrecke im laufenden Betrieb bestimmen. So ist es z.B. möglich, die Dämpfungen der Übertragungsfasern zu messen. Steigt die Dämpfung in einem Übertragungszweig signifikant an, dann ist dies ein Indiz dafür, dass das Glasfaserkabel einer unzulässig hohen mechanischen Beanspruchung ausgesetzt ist, was auch zu sprunghaften Änderungen der Laufzeit führt und daher vermieden werden muss (Kap. 9). Durch die Überwachung der Dämpfungswerte können das betroffene Kabel sofort ausfindig gemacht und Gegenmaßnahmen eingeleitet werden. Gleiches gilt für die komplette Unterbrechung eines Übertragungszweigs.

13.5.3 Steuerung anderer Prozesse

Grundsätzlich können mit den Zeitinformationen, die das System zur Verfügung stellt, auch andere Prozesse gesteuert werden. So könnten die Referenzsignale auch einem Zähler zugeführt werden, der nach dem Startpunkt (Abbildung 19, Kap. 3.1.1) zu einer bestimmten Taktflanke von Referenzsignal 1 einen Trigger-Impuls für ein Gerät erzeugt, dessen Funktion zeitlich abgestimmt werden muss.

13.5.4 Relevanz der Ergebnisse für andere zeitstabile Systeme

Für die Entwicklung anderer Systeme, deren Aufgabe es ist, stabile Zeitinformationen mit Hilfe von SMF zu übertragen, ist insbesondere Kapitel 6 von Interesse. Die hier erzielten Ergebnisse für die Optimierung des Rauschverhaltens sind für alle Methoden, die in Kapitel 2 beschrieben wurden, relevant. Im Gegensatz dazu könnte die Erkenntnis, dass das Spektrum des beim rücklaufenden Messsignal dominierenden Rayleigh-Rauschens direkt über die Linienbreite des Lasers beeinflussbar ist, vor allem zur Optimierung der Systeme nach Methode 1 (Kap. 2.2.2) genutzt werden. Gleiches gilt für die in Kapitel 8 zusammengefassten Informationen über die Verfälschung des Messergebnisses durch ungewollte Reflexionen. Dagegen sind die Ergebnisse in Kapitel 9 über die Größe und Geschwindigkeit der Laufzeitänderungen in Glasfaserkabeln in Abhängigkeit von der Temperatur für alle anderen Systeme von Belang. Speziell die Geschwindigkeit der Laufzeitänderung könnte für den in Methode 1 (Kap. 2.2.2) häufig genutzten Phasenschieber, der aus einem zusätzlichen Glas-

faserkabel in einem Temperaturschrank besteht, von Nutzen sein, um ein geeignetes Kabel auszuwählen. Die Ermittlung des additiven Jitters, der einem Taktsignal bei der Übertragung durch Rauschen hinzugefügt wird, in Kapitel 10 ist für alle anderen Systeme außer denen nach Methode 3 von Bedeutung. Der Einsatz von Direkter Digitaler Synthese (Kap. 12) kann auch in den Systemen nach Methode 1 und 2 (Kap. 2.2.2) zur Generierung eines stabilen Referenzsignals genutzt werden, wenn die DDS-Einheit in der Lage ist, eine Frequenz in der benötigten Höhe zu erzeugen.

14 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein System präsentiert, mit dem es möglich ist, Zeitinformationen an verschiedenen, räumlich getrennten Punkten mit einer Genauigkeit im Picosekunden-Bereich bereitzustellen.

Im ersten Kapitel wird zunächst erläutert, wie mit Hilfe dieser Zeitinformationen die Beschleuniger- und Speicherringe der zukünftigen Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) synchronisiert werden sollen (Kap. 1.1). Das bedeutet, die Felder, die den Teilchenstrahl steuern, zeitlich aufeinander abzustimmen. Zeitkritisch ist insbesondere das Zusammenspiel der elektrischen Felder, mit denen der Strahl fokussiert und beschleunigt wird. Es handelt sich hierbei um Hochfrequenz-Wechselfelder, die in den Kavitäten (Hohlraum-Resonatoren) der Beschleuniger- und Speicherringe erzeugt werden (Kap. 1.2). Da es eine größere Anzahl von Kavitäten in der Anlage geben wird, die gemeinsam den Teilchenstrahl beeinflussen, müssen diese untereinander abgestimmt sein, damit die Kräfte der elektrischen Felder auf die geladenen Teilchen in der gewünschten Weise einwirken. Die Phasen der Felder in den verschiedenen Kavitäten müssen einen bestimmten Versatz untereinander aufweisen, da der Strahl eine gewisse Zeit benötigt, um sich von einer Kavität zur nächsten zu bewegen. Grundsätzlich treten bei der Abstimmung zwei Fehler auf: Die Phasen weichen im Mittel von ihren idealen Lagen ab und sie schwanken um ihren Mittelwert. Ersteres wird die Effizienz des Zusammenspiels mehrerer Kavitäten verringern, letzteres kann die Strahlqualität beeinträchtigen (Kap. 1.3). Um eine möglichst gute Abstimmung zu erreichen, müssen die Signale, mit denen die Kavitäten angesteuert werden, synchronisiert werden. Es ist geplant, diese Signale mit digitalen Frequenzgeneratoren in der Nähe der Kavitäten zu erzeugen. Führt man diesen Frequenzgeneratoren zwei phasensynchrone Taktsignale zu, dann sind sie in der Lage, die Signale mit der gewünschten Phase und Frequenz zu generieren (Kap. 1.4). So ist auch die Abstimmung von Signalen mit unterschiedlichen und bei der Beschleunigung nicht konstanten Frequenzen in einem Bereich von 0,4 bis 5,4 MHz möglich. Die beiden phasensynchronen Taktsignale stellen die eingangs erwähnte Zeitinformation dar (Kap. 3.1.1), die Referenzzeit genannt wird (Kap. 3.1.2).

Das Ziel besteht darin, die Phasenabweichungen zwischen verschiedenen Kavitäten auf $< 1^\circ$ zu beschränken, woraus die Anforderung an die Genauigkeit der Referenzzeit von $< 514\text{ ps}$ resultiert (Kap. 1.5).

Um das Ziel zu erreichen, müssen zwei Größen minimiert werden: Die mittlere Abweichung der Referenzzeit zwischen zwei Referenzpunkten und die Schwankung der Referenzzeit. Letztere entsteht durch Phasenschwankungen der Taktsignale, die die Zeitinformation repräsentieren: Referenzsignal 1 und 2. In Kapitel 2 wird zunächst festgestellt, dass in der Literatur nur Systeme zur Übertragung phasenstabiler, nicht aber phasensynchroner Referenzsignale zu finden sind. Die primäre Zielsetzung, nämlich phasensynchrone Referenzsignale bereitzustellen, ist also neu. Da die schon bekannten Methoden (Kap. 2.2) nicht geeignet erscheinen, das Ziel zu erreichen (Kap. 2.3), wurde in dieser Arbeit ein grundlegend neues System entworfen, das in Kapitel 3 vorgestellt wird. Zur Erzeugung der Referenzsignale werden von einem zentralen Punkt aus zwei Taktsignale zu den Referenzgeneratoren gesendet (Kap. 3.1). Diese Taktsignale stellen die Systemzeit dar und werden Systemtakt 1 und 2 genannt (Kap. 3.1.3). Die Referenzgeneratoren sind in der Lage, aus der empfangenen Systemzeit an verschiedenen Orten Referenzsignale abzuleiten, die untereinander zwar frequenzsynchron sind, aber einen Phasenversatz aufweisen, der von der jeweiligen Laufzeit der Systemtakte abhängt. Um den Phasenversatz zu bestimmen, werden die Laufzeiten

gemessen. Mit Hilfe dieser Informationen werden Phasenkorrekturen in den Referenzgeneratoren durchgeführt, die Phasenlagen der Referenzsignale synchronisiert und so die Referenzzeit erzeugt (Kap. 3.1.5). Da die Laufzeiten aufgrund von Umwelteinflüssen zeitvariant sind (Kap. 9), müssen sie permanent gemessen und die Phasen der Referenzsignale entsprechend korrigiert werden. Zur Übertragung der Systemtakte werden Standard Single Mode Fasern (Kap. 3.3.1) und das optische Wellenlängen-Multiplex-Verfahren (DWDM, Kap. 3.3.2) eingesetzt. Dies ermöglicht nicht nur die unabhängige Übertragung der beiden Systemtakte auf zwei getrennten optischen Kanälen, sondern auch die unabhängige Übertragung von frei wählbaren Messsignalen in einem weiteren, separaten Kanal (Kap. 3.4.1, 2.3.2 und 2.3.3). Dies und der Einsatz nur einer Messeinrichtung (Kap. 3.5) für alle Zweige des sternförmigen optischen Netzwerks (Kap. 3.4.2) erhöhen die Messgenauigkeit (Kap. 2.3.2 und 3.1.5) bei gleichzeitiger Kostensenkung (Kap. 2.3.6). Die Erzeugung der Referenzsignale erfolgt mittels digitaler Frequenzgeneratoren, die nach dem Direkte Digitale Synthese-Prinzip (DDS) arbeiten (Kap. 3.6), wodurch ein wesentliches Problem der konventionellen Methoden zur Korrektur der Referenzphase, nämlich der begrenzte Phasenhub, beseitigt wird (Kap. 2.3.4). Weitere konzeptionelle Vorteile, wie z.B. das Prinzip der permanenten Kalibrierung, werden in den Kapiteln 3 und 2.3 erläutert.

In den Kapiteln 5 bis 13 werden die Eigenschaften des entworfenen Systems untersucht, Optimierungen durchgeführt und die theoretisch gewonnen Erkenntnisse an einem Prototyp, der in Kapitel 4 vorgestellt wird, überprüft.

In Kapitel 5 wird analysiert, wie sich die Systemparameter Rauschen und Übersprechen auf die Phasen- bzw. Zeitschwankungen der Takt- und Messsignale auswirken. Dies ist mit Hilfe analytischer Formeln möglich, was für die Bewertung der folgenden Untersuchungen sehr nützlich ist. Eine solch umfassende Beschreibung aller zur Qualitätsbeurteilung von Taktsignalen notwendigen Zusammenhänge konnte in der Literatur nicht gefunden werden. Neu sind in dieser Arbeit die Festlegungen der Gültigkeitsbereiche der analytischen Näherungen.

Die Maximierung der Signal-Rausch-Abstände in den Übertragungskanälen und im Messkanal ist Gegenstand des 6. Kapitels. Hierbei zeigt sich, dass mit dem Einsatz eines optischen Verstärkers vom Typ EDFA (Erbium-doped Fiber Amplifier) ein SNR -Gewinn von 20 dB und damit die Reduzierung der Systemzeit-Schwankung um den Faktor 10 erreichbar ist (Kap. 6.2). Zur Untersuchung des Rauschverhaltens im Messkanal wurde eine semi-analytische Näherung für das durch Rayleigh-Rückstreuung verursachte Rauschen hergeleitet. Mit Hilfe dieser Näherung konnte nicht nur herausgefunden werden, dass das Rayleigh-Rauschen die klar dominierende Größe im Messkanal ist, sondern auch, dass die Leistungsdichte des Rayleigh-Rauschens durch *Vergrößerung* der Linienbreite des Lasers abgesenkt werden kann (Kap. 6.3). Eine Untersuchung über das Rauschverhalten des Messsignals konnte, obwohl es viele der bereits entwickelten Systeme betrifft, in der Literatur nicht gefunden werden.

Das Übersprechen zwischen den optischen Kanälen wird in Kapitel 7 beschrieben. Hierbei wird unterschieden zwischen dem Übersprechen in den passiven Komponenten des optischen Netzwerks (Kap. 7.1) und dem Übersprechen zwischen den Systemtakten in einem optischen Verstärker vom Typ EDFA (Kap. 7.2). Es wird gezeigt, dass das Übersprechen im EDFA ein tiefpassähnliches Verhalten aufweist und an einem konkreten Gerät relativ einfach bestimmbar ist. Das Tiefpassverhalten wird in Kapitel 10 dazu genutzt, das Übersprechen von Systemtakt 2 auf Systemtakt 1 auf ein vernachlässigbares Maß zu reduzieren.

In Kapitel 8 werden die Auswirkungen von ungewollten Reflexionen auf die Messgenauigkeit untersucht (Kap. 8.1) und deren Größe im hier entwickelten System abgeschätzt (Kap. 8.2).

Kapitel 9 beschäftigt sich mit der Frage, wie stark sich die Signallaufzeiten in einem Glasfaserkabel durch Schwankungen der Umgebungstemperatur verändern. Temperaturschwankungen sind der Grund dafür, dass die Laufzeiten der Systemtakte regelmäßig erfasst und die Zeitinformation an den verschiedenen Referenzpunkten korrigiert werden müssen. Es zeigt sich, dass sowohl die absolute Laufzeitänderung als auch die Geschwindigkeit, mit der die Änderung vonstatten geht, abhängig von der Beschaffenheit des Mantels ist. Neu ist in dieser Arbeit die Berechnung der Geschwindigkeit, mit der sich die Laufzeit in einem Glasfaserkabel ändert.

Die Auswirkungen des Rauschens und des Übersprechens auf die Qualität der Systemzeit werden in Kapitel 10 behandelt. Der zu optimierende Systemparameter ist die durch das System verursachte Schwankung der Systemzeit (additiver Jitter, Kap. 5.3.5). Hier fließen die Ergebnisse aus den Kapiteln 5 bis 7 zusammen. Es wird gezeigt, dass die Verwendung rechteckförmiger Systemtakte gegenüber sinusförmigen eine signifikante Verbesserung bringt und dass das Übersprechen von Systemtakt 2 auf Systemtakt 1 durch Veränderung des Tastverhältnisses von Systemtakt 2 auf ein vernachlässigbares Maß reduziert werden kann. Die durch das System verursachten Schwankungen der Systemzeit betragen 322 fs.

Nach den Untersuchungen in Kapitel 11 ist der Fehler der in dieser Arbeit entwickelten Messeinrichtung zur Ermittlung der Laufzeit mit $< 92,6$ fs so gering, dass er entgegen der ursprünglichen Annahme eine vernachlässigbare Rolle für die Genauigkeit des Gesamtsystems spielt. Stattdessen stellen die im laufenden Betrieb nicht messbaren Laufzeitveränderungen in den Empfangseinheiten den limitierenden Faktor dar (Kap. 11.2.2 und 11.2.5).

In Kapitel 12 werden das hier entwickelte Verfahren zur Generierung der Referenzzeit und dessen Leistungsfähigkeit beschrieben. Die vom Referenzgenerator erzeugten Zeitschwankungen liegen bei 7,56 ps, die Schrittweite, mit der die Referenzzeit korrigiert werden kann, beträgt 1,22 ps und die Genauigkeit der Zeiteinstellung ist besser als 7,5 ps.

Ein Überblick über alle relevanten Systemparameter wird in Kapitel 13 gegeben. Dort werden auch die Bedeutung für die Kavitäten-Synchronisation diskutiert und ein Ausblick auf weitere Optimierungsmöglichkeiten sowie andere Anwendungsmöglichkeiten des Systems gegeben.

Die Systemgenauigkeit ist besser als 59,1 ps, womit die vorgegebene Spezifikation erfüllt wird (Kap. 13.3).

Die wichtigsten Innovationen des hier entwickelten Systems sind der Einsatz nur einer Messeinrichtung, die Schaffung separater Kanäle für die Übertragung verschiedener Takte und Messsignale sowie die Verwendung von DDS-Einheiten zur Korrektur der Referenzphase (Kap. 2 und 3).

15 Anhang

15.1 Wahrscheinlichkeit der Maximalwert-Überschreitung

In diesem Kapitel geht es darum, zu bestimmen, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Referenzzeiten an zwei unterschiedlichen Referenzpunkten eine Abweichung voneinander aufweisen, die eine bestimmte Grenze überschreitet. Hierzu gehen wir davon aus, dass die Phasen der Referenzsignale in den positiven Nulldurchgängen an beiden Referenzpunkten statistisch unabhängig voneinander schwanken⁵⁷. Außerdem nehmen wir an, dass es sich hierbei um Zufallsprozesse handelt, die der Gaußschen Normalverteilung unterliegen. Demnach haben wir die folgenden Wahrscheinlichkeitsdichten

$$p_{x_1}(x_1) = \frac{1}{\sigma_{x,1}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x_1-\mu_1}{\sigma_{x,1}}\right)^2} \quad (15,1)$$

$$p_{x_2}(x_2) = \frac{1}{\sigma_{x,2}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x_2-\mu_2}{\sigma_{x,2}}\right)^2} \quad (15,2)$$

mit den Zufallsgrößen x_1 und x_2 , den Mittelwerten μ_1 und μ_2 sowie den Standardabweichungen σ_1 und σ_2 . Gesucht ist die Wahrscheinlichkeit, dass der Betrag der Abweichungen

$$y_1 = x_1 - x_2$$

größer als

$$|y_1| > y_{1,\max}$$

der Schwellwert $y_{1,\max}$ ist. Um diese Wahrscheinlichkeit zu ermitteln, muss die Verteilung der Differenz der Zufallsvariablen x_1 und x_2 ermittelt werden. Die folgende Berechnung wird nach den Ausführungen von [61, S. 56 ff.] durchgeführt. Zuerst werden die Transformationsgleichungen

$$y_1 = x_1 - x_2 \quad (15,3)$$

$$y_2 = x_2 \quad (15,4)$$

bzw. deren Umkehrung

$$x_1 = y_1 + y_2 \quad (15,5)$$

$$x_2 = y_2 \quad (15,6)$$

aufgestellt. Außerdem wird die Verbundwahrscheinlichkeit der beiden Wahrscheinlichkeitsdichten in den Gl. (15,1) und (15,2) benötigt

⁵⁷ Diese Annahme ist im Prototyp des Systems näherungsweise richtig, da die Schwankungen zum größten Teil von den untereinander unabhängigen Referenzgeneratoren erzeugt werden.

$$p_x(x_1, x_2) = p_{x_1}(x_1) p_{x_2}(x_2), \quad (15,7)$$

in die Gl. (15,5) und Gl. (15,6) eingesetzt werden

$$p_x(y_1 + y_2, y_2) = p_{x_1}(y_1 + y_2) p_{x_2}(y_2). \quad (15,8)$$

Durch Integration wird die Hilfsvariable y_2 eliminiert und die gesuchte Wahrscheinlichkeit

$$\begin{aligned} p_{y_1}(y_1) &= \int_{-\infty}^{\infty} p_x(y_1 + y_2, y_2) dy_2 \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} p_{x_1}(y_1 + y_2) p_{x_2}(y_2) dy_2 \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{x,1} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{y_1 + y_2 - \mu_1}{\sigma_{x,1}} \right)^2} \frac{1}{\sigma_{x,2} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{y_2 - \mu_2}{\sigma_{x,2}} \right)^2} dy_2 \\ &= \frac{1}{\sigma_{x,1} \sigma_{x,2} 2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{y_1 + y_2 - \mu_1}{\sigma_{x,1}} \right)^2} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{y_2 - \mu_2}{\sigma_{x,2}} \right)^2} dy_2 \end{aligned}$$

ermittelt. Das Integral wurde mit dem Programm Mathematica 5 gelöst

$$\begin{aligned} p_{y_1}(y_1) &= \frac{1}{\sigma_{x,1} \sigma_{x,2} \sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\sigma_{x,1}^2} + \frac{1}{\sigma_{x,2}^2}}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(y_1 - \mu_1 + \mu_2)^2}{\sigma_{x,1}^2 + \sigma_{x,2}^2}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sqrt{\sigma_{x,1}^2 + \sigma_{x,2}^2}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(y_1 - \mu_1 + \mu_2)^2}{\sigma_{x,1}^2 + \sigma_{x,2}^2}}. \end{aligned}$$

Unter der Annahme, dass

$$\sigma_x = \sigma_{x,1} = \sigma_{x,2}, \quad (15,9)$$

können wir schreiben

$$p_{y_1}(y_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sqrt{2\sigma_x}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(y_1 - \Delta\mu)^2}{2\sigma_x^2}}, \quad (15,10)$$

wobei sich eine Gaußsche Normalverteilung mit einer Standardabweichung von

$$\sigma_{y,1} = \sqrt{2}\sigma_x$$

ergibt, die wir in Gl. (15,10) einsetzen

$$p_{y_1}(y_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{y,1}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(y_1 - \Delta\mu)^2}{\sigma_{y,1}^2}}. \quad (15,11)$$

Die gesuchte Wahrscheinlichkeit, dass Δt_{\max} überschritten wird, lässt sich nun berechnen

$$\begin{aligned} P(|y_1| > \Delta t_{\max}) &= \int_{-\infty}^{-\Delta t_{\max}} p_{y_1}(y_1) dy_1 + \int_{\Delta t_{\max}}^{\infty} p_{y_1}(y_1) dy_1 \\ &= 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{-\Delta t_{\max} - \Delta\mu}{\sigma_{y,1}\sqrt{2}}\right) + \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\Delta t_{\max} - \Delta\mu}{\sigma_{y,1}\sqrt{2}}\right). \end{aligned} \quad (15,12)$$

Als erstes wird nun die Wahrscheinlichkeit berechnet, dass es zu einer Abweichung von größer $\Delta t_{\max} = 514 \text{ ps}$ kommt, für den Fall, dass die Genauigkeitsforderung in Gl. (1,22) gerade eben eingehalten wird. Dies tritt ein, wenn die Gl.

$$\sigma = \frac{\Delta t_{\max} - \Delta\mu}{5} \quad (15,13)$$

erfüllt ist. Untersuchungen am Prototyp ergaben, dass die Schwankung der Referenzzeit, wie ursprünglich angenommen, näherungsweise gaußverteilt ist

$$\sigma_x = \sigma. \quad (15,14)$$

Für die maximal zulässige Standardabweichung ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von

$$\left. \begin{array}{l} \Delta\mu = 0 \\ \sigma = 102,8 \text{ ps} \Rightarrow \sigma_{y,1} = 145,4 \text{ ps} \end{array} \right\} \Rightarrow P(|y_1| > \Delta t_{\max}) = 4,08 \cdot 10^{-4}, \quad (15,15)$$

die das Maximum unter der Randbedingung in Gl. (15,13) darstellt. Wird ein Mittelwert ungleich Null gewählt, dann nimmt die Wahrscheinlichkeit ab

$$\left. \begin{array}{l} \Delta\mu = 100 \text{ ps} \\ \sigma = 82,8 \text{ ps} \Rightarrow \sigma_{y,1} = 117,1 \text{ ps} \end{array} \right\} \Rightarrow P(|y_1| > \Delta t_{\max}) = 2,04 \cdot 10^{-4}. \quad (15,16)$$

Setzen wir für die mittlere Abweichung $\Delta\mu$ und den Jitter σ der Referenzzeit die Werte des Prototyps ein, dann sinkt demgegenüber die Wahrscheinlichkeit so stark ab

$$\left. \begin{array}{l} \Delta\mu < 21,2 \text{ ps} \\ \sigma = 7,57 \text{ ps} \Rightarrow \sigma_{y,1} = 10,7 \text{ ps} \end{array} \right\} \Rightarrow P(|y_1| > \Delta t_{\max}) < 2,15 \cdot 10^{-463}, \quad (15,17)$$

dass das System praktisch fehlerfrei ist.

Da das Ergebnis in Gl. (15,17) wenig anschaulich ist, wird die Wahrscheinlichkeit für um den Faktor $x = 4,8$ schlechtere, d.h. größere Werte für $\Delta\mu$ und σ berechnet

$$\left. \begin{array}{l} \Delta\mu < 102 \text{ ps} \\ \sigma = 36,3 \text{ ps} \Rightarrow \sigma_{y,1} = 51,4 \text{ ps} \end{array} \right\} \Rightarrow P(|y_1| > \Delta t_{\max}) < 5,48 \cdot 10^{-16}. \quad (15,18)$$

Bei diesem Wert tritt eine Überschreitung von Δt_{\max} durchschnittlich 0,864-mal pro Jahr auf. Die berechneten Werte für verschiedene, um den Faktor x vergrößerte Werte für $\Delta\mu$ und σ sind in Tabelle 8 aufgelistet und in Abbildung 64 dargestellt.

Faktor x	$\Delta\mu$ [ps]	σ [ps]	$\sigma_{y,1}$ [ps]	Δt [ps]	Wahrscheinlichkeit der Überschreitung von Δt_{\max}
1	21,2	7,57	10,7	59,1	$1,41 \cdot 10^{-449}$
2	42,4	15,1	21,4	118	$6,31 \cdot 10^{-108}$
3	63,6	22,7	32,1	177	$5,03 \cdot 10^{-45}$
4	84,8	30,3	42,9	236	$7,27 \cdot 10^{-24}$
5	106	37,9	53,6	295	$1,35 \cdot 10^{-14}$
6	127	45,4	64,2	354	$8,30 \cdot 10^{-10}$
7	148	53,0	75,0	413	$5,30 \cdot 10^{-7}$
8	167	60,6	85,6	472	$2,52 \cdot 10^{-5}$
8,7	184	65,9	93,1	$514 = \Delta t_{\max}$	$1,97 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 8 Wahrscheinlichkeit der Überschreitung von Δt_{\max}

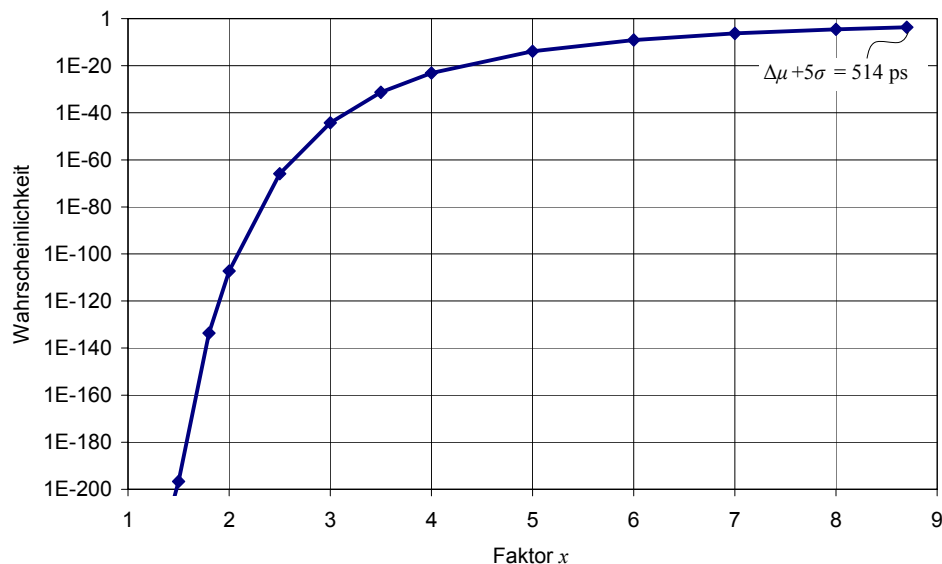


Abbildung 64 Wahrscheinlichkeit der Überschreitung von Δt_{\max}

15.2 Herleitung Phasenschwankungen - Phasenrauschen

Zur Herleitung des analytischen Zusammenhangs zwischen Phasenschwankungen und Phasenrauschen nutzen wir den Ansatz von [40, S. 6-11]. Allerdings gehen wir von einem Sinus- und nicht von einem Rechtecksignal aus. Das in der Phase gestörte Signal wird folgendermaßen dargestellt

$$\underline{x}(t) = \underline{a} e^{j\omega_s t} \underline{g}(t) \quad (15,19)$$

$$\begin{array}{ll} \underline{a} & \text{Amplitude} \\ \omega_s & \text{Signalfrequenz,} \end{array}$$

indem die Phasenstörung über den Term

$$\underline{g}(t) = e^{j\varphi_{\text{Stör}}(t)} \quad (15,20)$$

modelliert wird, während Amplitudenstörungen nicht betrachtet werden (Kap. 5.2)

$$a_{\text{Stör}}(t) = 0. \quad (15,21)$$

Die Phasenstörung besteht aus einem erwartungswertfreien und normalverteilten Rauschprozess

$$\varphi_{\text{Stör}}(t) = N_{\varphi}(t). \quad (15,22)$$

Nun wird die Autokorrelationsfunktion des Signals in Gl. (15,19) berechnet [62, S. 179]

$$\begin{aligned} R_{\underline{x}\underline{x}}(\tau) &= E \left[\underline{x}(t+\tau) \underline{x}^*(t) \right] \\ &= |\underline{a}|^2 E \left[\underline{g}(t+\tau) \{ \underline{g}(t) \}^* \right] e^{j\omega_s \tau}. \end{aligned} \quad (15,23)$$

Der Erwartungswert stellt die Autokorrelationsfunktion des Rauschterms dar

$$R_{\underline{g}\underline{g}}(\tau) = E \left[\underline{g}(t+\tau) \{ \underline{g}(t) \}^* \right]. \quad (15,24)$$

Für die Autokorrelationsfunktion des Signals \underline{x} können wir also schreiben

$$R_{\underline{x}\underline{x}}(\tau) = |\underline{a}|^2 R_{\underline{g}\underline{g}}(\tau) e^{j\omega_s \tau}. \quad (15,25)$$

Transformiert man die Autokorrelationsfunktion in den Frequenzbereich, dann erhält man unter Verwendung des Frequenzverschiebungssatzes [62, S. 35] das Leistungsdichtespektrum

$$S_{\underline{x}\underline{x}}(\omega) = |\underline{a}|^2 S_{\underline{g}\underline{g}}(\omega - \omega_s). \quad (15,26)$$

Da das Rauschen in Gl. (15,19) nur die Phase und nicht die Amplitude beeinflusst, ist die Leistung des Signals unabhängig vom Rauschen [40, S. 8]

$$P_x = |a|^2. \quad (15,27)$$

Für die Autokorrelationsfunktion des Störterms \underline{g} kann man zunächst schreiben

$$\begin{aligned} R_{\underline{g}\underline{g}}(\tau) &= E \left[\underline{g}(t+\tau) \{ \underline{g}(t) \}^* \right] \\ &= E \left[e^{j\{N_\varphi(t+\tau) - N_\varphi(t)\}} \right] \\ &= E \left[e^{j\Delta N_\varphi(\tau)} \right]. \end{aligned} \quad (15,28)$$

Im Folgenden geht es darum, Gl. (15,28) in einen transformierbaren Ausdruck umzuwandeln. Hierzu wird die Charakteristische Funktion zur Hilfe genommen [63, S. 371]. Diese lautet im Allgemeinen

$$E \left[e^{jsY} \right] = \int_{-\infty}^{\infty} p_Y(y) e^{jsy} dy \quad (15,29)$$

Y	Zufallsvariable
p_Y	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
s	Vorfaktor

und für den Fall, dass die Zufallsvariable Y normalverteilt ist [64, S. 46],

$$E \left[e^{jsY} \right] = e^{j\mu_Y s} e^{-\frac{\sigma_Y^2 s^2}{2}}. \quad (15,30)$$

Es müssen also der Mittelwert und die Varianz der Änderung des Phasenrauschens

$$\Delta N_\varphi(\tau) = N_\varphi(t+\tau) - N_\varphi(t) \quad (15,31)$$

ermittelt werden. Der Mittelwert der Zufallsgröße $\Delta N_{\varphi,n}$ ergibt sich zu

$$\begin{aligned} \mu_{\Delta N_\varphi} &= E \left[N_\varphi(t+\tau) - N_\varphi(t) \right] \\ &= \underbrace{E \left[N_\varphi(t+\tau) \right]}_0 - \underbrace{E \left[N_\varphi(t) \right]}_0 \\ &= 0 \end{aligned} \quad (15,32)$$

und für die Varianz erhalten wir

$$\begin{aligned}
\sigma_{\Delta N_\varphi}^2(\tau) &= \mathbb{E} \left[\left\{ N_\varphi(t+\tau) - N_\varphi(t) \right\}^2 \right] \\
&= \underbrace{\mathbb{E} \left[\left\{ N_\varphi(t+\tau) \right\}^2 \right]}_{\sigma_{N_\varphi}^2} - 2 \underbrace{\mathbb{E} \left[\left\{ N_\varphi(t+\tau) - N_\varphi(t) \right\}^2 \right]}_{R_{N_\varphi N_\varphi}(\tau)} + \underbrace{\mathbb{E} \left[\left\{ N_\varphi(t) \right\}^2 \right]}_{\sigma_{N_\varphi}^2} \\
&= 2 \left\{ \sigma_{N_\varphi}^2 - R_{N_\varphi N_\varphi}(\tau) \right\}.
\end{aligned} \tag{15,33}$$

Setzt man nun den Mittelwert aus Gl. (15,32), die Varianz aus Gl. (15,33) und den Vorfaktor $s = 1$ in die Charakteristische Funktion (15,30) ein, dann erhält man

$$\begin{aligned}
R_{\underline{g}\underline{g}}(\tau) &= e^{\frac{-\sigma_{\Delta N_\varphi}^2(\tau)}{2}} \\
&= e^{R_{N_\varphi N_\varphi}(\tau) - \sigma_{N_\varphi}^2}.
\end{aligned} \tag{15,34}$$

Demnach ist die Autokorrelationsfunktion des Rauschens abhängig von der Autokorrelationsfunktion des Phasenrauschens. Basierend auf der Reihenentwicklung [59, S. 179]

$$e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^4}{4!} + \dots \tag{15,35}$$

wird eine Vereinfachung eingeführt. Die Reihe wird nach den ersten beiden Gliedern abgebrochen

$$e^x \approx 1 + x. \tag{15,36}$$

So können wir für die Autokorrelationsfunktion des Rauschens (15,28) schreiben

$$R_{\underline{g}\underline{g}}(\tau) \approx 1 - \sigma_{N_\varphi}^2 + R_{N_\varphi N_\varphi}(\tau). \tag{15,37}$$

Dies stellt eine gute Näherung dar, wenn das Phasenrauschen klein ist, d.h.

$$N_\varphi(t) \ll 1 \text{ rad} \quad \forall t. \tag{15,38}$$

Nun lässt sich mit der Autokorrelationsfunktion (15,37) die Fourier-Transformation durchführen und so das Leistungsdichtespektrum ermitteln

$$S_{\underline{g}\underline{g}}(\omega) \approx (1 - \sigma_{N_\varphi}^2) 2\pi \delta(\omega) + S_{N_\varphi N_\varphi}(\omega). \tag{15,39}$$

In Gl. (15,26) setzen wir noch das LDS des Rauschens (15,39) ein und erhalten das LDS des Signals \underline{x}

$$S_{\underline{x}\underline{x}}(\omega) \approx |\underline{a}|^2 \left[(1 - \sigma_{N_\varphi}^2) 2\pi \delta(\omega - \omega_s) + S_{N_\varphi N_\varphi}(\omega - \omega_s) \right]. \tag{15,40}$$

Teilt man diesen Ausdruck durch die Gesamtleistung in Gl. (15,27), so ergibt sich das normierte Spektrum

$$S_{\underline{x}\underline{x}, Norm}(\omega) \approx (1 - \sigma_{N_\varphi}^2) 2\pi \delta(\omega - \omega_s) + S_{N_\varphi N_\varphi}(\omega - \omega_s). \quad (15,41)$$

In dieser Form lässt sich die Zusammensetzung des normierten Gesamtspektrums darstellen (Abbildung 65).

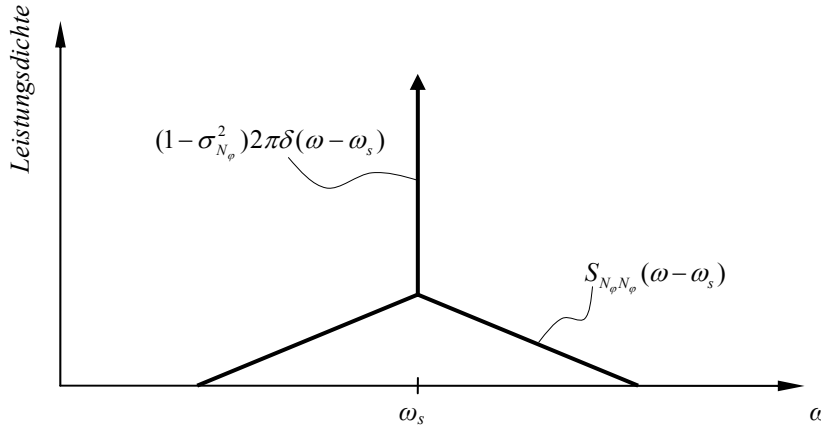


Abbildung 65 Normiertes Leistungsdichtespektrum eines Sinussignals mit Phasenrauschen

Integriert man über die Fläche des Rauschspektrums (ohne das Signal), dann erhält man für die normierte Rauschleistung [62, S. 58]

$$\sigma_{N_\varphi, Norm}^2 \approx \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{N_\varphi N_\varphi}(\omega - \omega_s) d\omega. \quad (15,42)$$

Hierbei ist zu beachten, dass die normierte Leistung des Phasenrauschens identisch ist mit der Varianz der Phasenschwankungen

$$\sigma_{N_\varphi, Norm}^2 \equiv \sigma_{\varphi, \varphi}^2. \quad (15,43)$$

Für die Standardabweichung der Phasenschwankung können wir also schreiben

$$\sigma_{\varphi, \varphi} \approx \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{N_\varphi N_\varphi}(\omega - \omega_s) d\omega}. \quad (15,44)$$

Da das Rauschspektrum im Allgemeinen nicht in normierter Form vorliegt, führen wir den Ausdruck (15,44) wieder auf messbare Größen zurück

$$\sigma_{\varphi, \varphi} \approx \sqrt{\frac{|a|^2 \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{N_\varphi N_\varphi}(\omega - \omega_s) d\omega}{|a|^2 \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{(1 - \sigma_{N_\varphi}^2) 2\pi \delta(\omega - \omega_s) + S_{N_\varphi N_\varphi}(\omega - \omega_s)}_1 d\omega}}. \quad (15,45)$$

Hier steht im Zähler die Leistung des Phasenrauschens P_N und im Nenner die Gesamtleistung, bestehend aus der Leistung des Sinussignals P_S und P_N

$$\sigma_{\varphi,\varphi} \approx \sqrt{\frac{P_N}{P_S + P_N}}. \quad (15,46)$$

Als weitere Näherung wird nun davon ausgegangen, dass

$$P_S \gg P_N \quad (15,47)$$

ist, was ja auch schon Gl. (15,38) indirekt aussagt, und können für Gl. (15,46) näherungsweise schreiben

$$\sigma_{\varphi,\varphi} \approx \sqrt{\frac{1}{SNR}}. \quad (15,48)$$

Damit ist der Zusammenhang zwischen dem Signal-Rausch-Abstand SNR und der Standardabweichung der Phasenschwankung $\sigma_{\varphi,\varphi}$ hergestellt.

15.3 Frequenznormal

Als einheitlicher Zeitbezug (Kap. 3.1.4) wird ein 10 MHz-Oszillator verwendet, der ein geringes Phasenrauschen und damit auch geringe Phasenschwankungen aufweist. Solche Oszillatoren, die zudem noch über eine gute Langzeit-Frequenzstabilität verfügen, werden als Frequenznormale oder auch als Zeitnormale bezeichnet. In Abbildung 66 ist das einseitige Phasenrauschen der 10 MHz-Sinusschwingung des im Prototyp verwendeten Frequenznormals dargestellt.

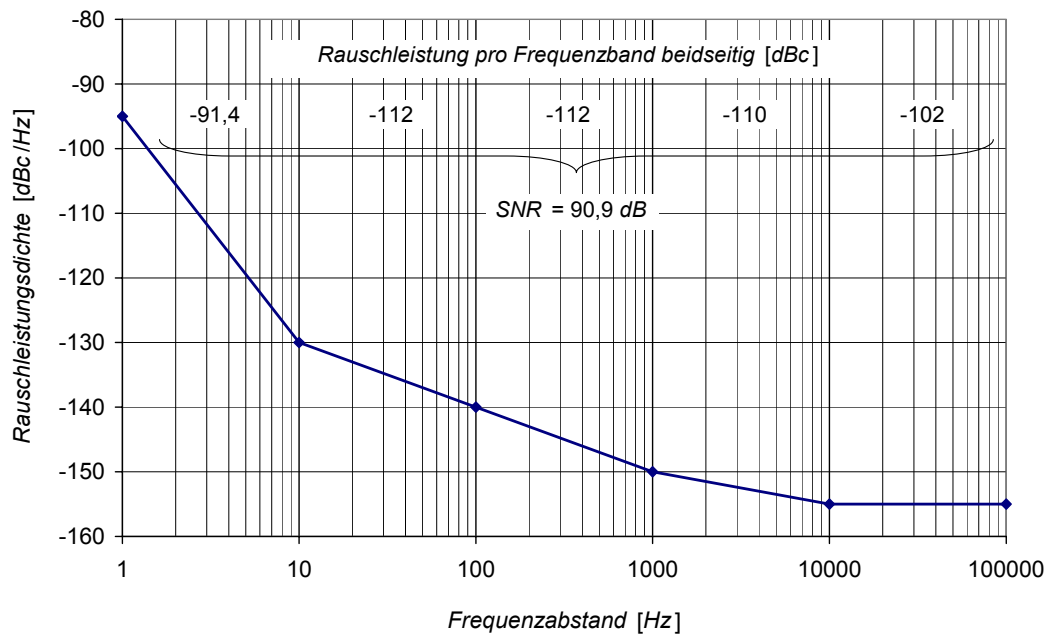


Abbildung 66 Phasenrauschen des Frequenznormals (Datenblatt)

Angegeben wird die relative Rauschleistungsdichte pro Hz, bezogen auf die Leistung des Sinussignals in Abhängigkeit vom Frequenzabstand zum selbigen⁵⁸. Integriert man diese relative Rauschleistungsdichte beidseitig über die Bandbreite des Ausgangs von 200 kHz, dann erhält man direkt den Signal-Rausch-Abstand. Obwohl davon auszugehen ist, dass es sich im Bereich des Frequenzabstands von 10 bis 100 kHz nicht um Phasenrauschen, sondern um Amplitudenrauschen mit einer relativen Leistung von -102 dBc handelt, dominiert doch eindeutig das Phasenrauschen im Bereich von 1 bis 10 Hz mit -91,4 dBc und bestimmt somit maßgeblich den Signal-Rausch-Abstand von 90,9 dB. Für das hier entwickelte System ist die Zeitgenauigkeit von Interesse, daher setzen wir den SNR-Wert in Gl. (5,27) ein und berechnen die Standardabweichung der Zeitschwankung

$$\sigma_{t,\varphi} \approx \frac{10^{\frac{-90,9 \text{ dB}}{20}}}{2\pi 10 \text{ MHz}} = 434 \text{ fs}.$$

⁵⁸ engl. dBc → decibels relative to the carrier

15.4 Responsivität

Die Responsivität ist die optische Empfindlichkeit der Photodiode und wird folgendermaßen berechnet [44, S. 785]

$$R = \frac{\eta q}{h \nu} \quad (15,49)$$

η	<i>Wirkungsgrad</i> []
q	<i>Elementarladung</i> = $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
h	<i>Plancksches Wirkungsquantum</i> = $6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js}^2$
ν	<i>optische Frequenz</i> [Hz]
$h \nu$	<i>Energie eines Photons</i> [Js].

Die maximale Responsivität bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1550 \text{ nm}$ tritt bei einem Wirkungsgrad von $\eta = 1$ auf und beträgt

$$R_{\max}(\lambda = 1550 \text{ nm}) = \frac{\eta q}{h \frac{c}{\lambda}} = 1,25 \frac{\text{A}}{\text{W}},$$

wobei $c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum darstellt.

15.5 Spektrum des detektierten Messsignals

In diesem Kapitel wird die semianalytische Näherung zur Berechnung des Leistungsdichtespektrums des durch Rayleigh-Rückstreuung verursachten Rauschens hergeleitet. Als erstes wird aber noch der Rückflussfaktor der Rayleigh-Rückstreuung berechnet, da dieser die Gesamtgröße des Rayleigh-Rauschens bestimmt.

15.5.1 Rückflussfaktor der Rayleigh-Rückstreuung

Unter dem Rayleigh-Rückflussfaktor wird das Verhältnis zwischen der am Eingang einer Faser eingespeisten Leistung P_0 und dem Teil der gestreuten Leistung P_{Ray} , der in Rückwärtsrichtung wieder am Fasereingang ausgegeben wird, verstanden.

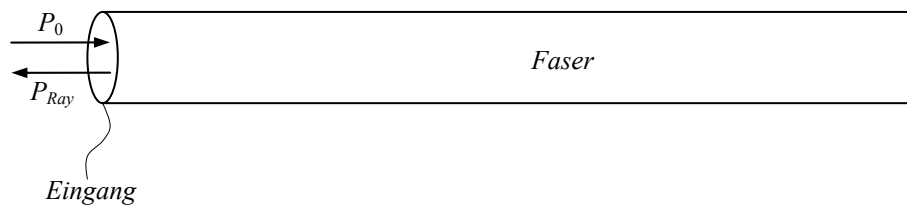


Abbildung 67 Rückflussfaktor der Rayleigh-Rückstreuung

Dieses Verhältnis hängt von der Länge der Faser L , dem Rückstreu-Fangfaktor S , der durch Rayleigh-Rückstreuung verursachten Faserdämpfung α_S und der vollständigen Faserdämpfung α ab [42, S. 453]

$$R_{Ray}(L) = \frac{P_{Ray}(L)}{P_0} = \frac{S\alpha_S}{2\alpha} [1 - e^{-2\alpha L}]. \quad (15,50)$$

Der Rückstreu-Fangfaktor berechnet sich mit [42, S. 450]

$$S = \left(\frac{NA}{n_K} \right)^2 \frac{1}{m_F}, \quad (15,51)$$

wobei NA für die Numerische Apertur, n_K für die Brechzahl des Kerns und m_F für einen Faktor, der vom Brechungsindexprofil abhängt, steht. Für ein SMF beträgt dieser Faktor typischerweise $m_F = 4,55$ [42, S. 450]. Die durch Rayleigh-Rückstreuung verursachte Faserdämpfung $\alpha_{S,dB}$ in dB/km kann man mit der empirischen Formel [42, S. 448]

$$\alpha_{S,dB} = \frac{(0,76 + 0,51 \cdot \Delta n)}{\left(\frac{\lambda}{\mu m} \right)^4} \quad (15,52)$$

berechnen, mit der Differenz der Brechzahlen von Faserkern und Mantel Δn und der Wellenlänge λ (wird in μm eingesetzt). Zuerst wird der Rückstreu-Fangfaktor bestimmt. Die verwendeten Materialparameter stammen von einem bekannten SMF-Hersteller [51], der allerdings nicht direkt die Brechzahl des Kerns angibt. Aus den zur Verfügung stehenden

Daten kann aber die effektive Brechzahl der gesamten Faser n_{eff} (Kap. 15.8) berechnen werden. Bei der Messwellenlänge von

$$\lambda_M = 1548,515 \text{ nm} \quad (15,53)$$

betragen die effektive Brechzahl

$$n_{eff} = 1,45 \quad (15,54)$$

und das Verhältnis zwischen den Brechzahlen vom Faserkern und vom Fasermantel

$$\frac{n_K}{n_M} - 1 = 0,36\% . \quad (15,55)$$

Nach [46, S. 14.3] ist die effektive Brechzahl bei der Messwellenlänge ungefähr so groß wie die Brechzahl des Mantels n_M

$$n_M(\lambda_M) \approx n_{eff}(\lambda_M) = 1,45 \quad (15,56)$$

und mit Gl. (15,55) ergibt sich der Brechungsindex des Kerns zu

$$n_K = n_M \cdot \frac{n_K}{n_M} = 1,455 . \quad (15,57)$$

Für die Numerische Apertur gibt [51] den Wert

$$NA = 0,14 \quad (15,58)$$

an. Nun lässt sich mit Gl. (15,51) der Rückstreu-Fangfaktor berechnen

$$S = 0,00204 . \quad (15,59)$$

Für die Berechnung der durch Rayleigh-Rückstreuung verursachten Faserdämpfung wird zunächst noch die Differenz der Brechzahlen von Faserkern und Mantel mit Gl. (15,55) ermittelt

$$\Delta n = n_M \cdot \left(\frac{n_K}{n_M} - 1 \right) = 0,00522 \quad (15,60)$$

und mit Gl. (15,52) der Wert für die durch Rayleigh-Rückstreuung verursachte Faserdämpfung

$$\alpha_{S,dB} = 0,133 \frac{dB}{km} \Rightarrow \alpha_S = 0,0306 \frac{1}{km} \quad (15,61)$$

gewonnen, wobei $\alpha_{dB} = 4,34\alpha$ ist [42, S. 449]. Die letzte relevante Größe ist die Faserdämpfung [51]

$$\alpha_{dB} = 0,2 \frac{dB}{km} \Rightarrow \alpha = 0,0461 \frac{1}{km} . \quad (15,62)$$

Jetzt kann der Rayleigh-Rückflussfaktor mit Gl. (15,50) berechnet werden

$$R_{Ray}(L) = 6,77 \cdot 10^{-4} \left[1 - e^{\frac{-0,0922}{km} L} \right]. \quad (15,63)$$

Der Rayleigh-Rückflussfaktor ist demnach nur eine Funktion der Faserlänge L , die sich für den Fall

$$L \rightarrow \infty \quad (15,64)$$

einem Maximalwert von

$$R_{Ray} \Big|_{\max} = -31,7 dB \quad (15,65)$$

annähert⁵⁹. In Abbildung 68 ist der Rayleigh-Rückflussfaktor als Funktion der Faserlänge dargestellt. Die Übertragungsstrecken des Systems sind maximal 1 km lang, woraus mit Gl. (15,63) folgt, dass der Rayleigh-Rückflussfaktor $\leq -42,2$ dB ist. Die Rayleigh-Rückstreuungsdämpfung ist ein wichtiger Parameter, da sie maßgeblich das Verhältnis zwischen Rausch- und Signalleistung in Gl. (6,31) bestimmt.

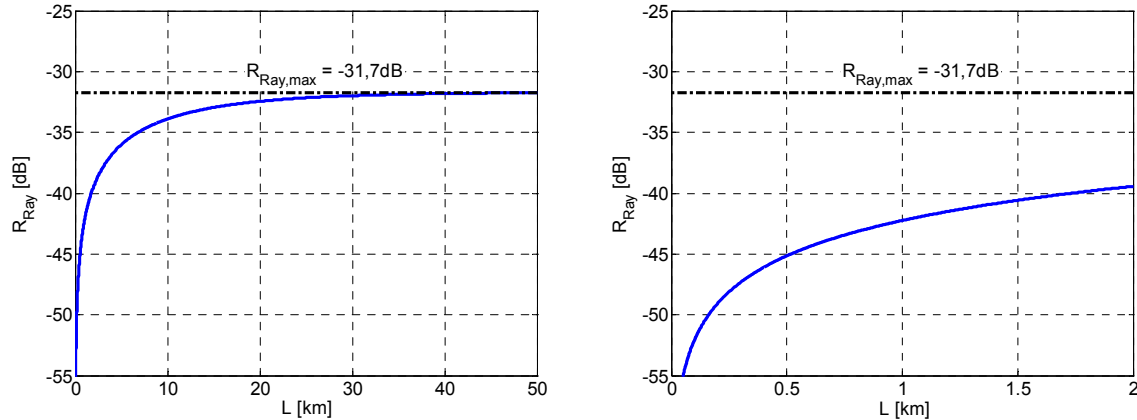


Abbildung 68 Rayleigh-Rückstreuung als Funktion der Faserlänge

⁵⁹ Dies stimmt gut mit dem Wert -32 dB überein, der von [44, S. 974] über einen anderen Ansatz bestimmt wurde.

15.5.2 Spektrum des Rayleigh-Rauschens

In [65] und [66] wird ein Weg aufgezeigt, wie das Spektrum der Rayleigh-Rückstreuung näherungsweise berechnet werden kann. Hierbei wird davon ausgegangen, dass es sich bei der Amplitude der rückgestreuten optischen Leistung P_{Ray} um eine gaußverteilte Zufallsgröße handelt [65, S. 561]. Das LDS eines modulierten optischen Trägers, der am Ende der Faser reflektiert und mit den Leistungsanteilen der Rayleigh-Rückstreuung von einer Photodiode detektiert wird (Abbildung 69), kann nach [66, S. 1795] mit folgendem Ausdruck beschrieben werden

$$S_{I_{t_i}}(f) = \underbrace{\overline{I_S}^2 R_{Ray} (R_{Ray} + 2R_D)}_{\text{Rauschspektrum-Gleichanteil}} \delta(f) + \underbrace{R_D^2 S_{I_S I_S}(f)}_{\text{Signal}} + \dots$$

$$\dots + \underbrace{R_{Ray} (R_{Ray} + 2R_D) \mathbb{E} \left\{ \left| R_{E_S E_S}(\tau) \right|^2 \right\}}_{\text{Rauschspektrum-Wechselanteil}} \quad (15,66)$$

$\overline{I_S}$ Mittelwert der gesendeten Lichtintensität am Eingang der Faser
 R_{Ray} Rayleigh-Rückflussfaktor
 R_D Relation zwischen empfangener und gesendeter Lichtleistung
 $S_{I_S I_S}$ LDS des Signals
 $R_{E_S E_S}$ AKF des elektrischen Feldes.

Hier müssen noch die Relation zwischen empfangener und gesendeter Lichtleistung, das LDS des Signals und das LDS des Rauschens, dessen Form von der AKF des elektrischen Feldes abhängt, bestimmt werden. Die Relation zwischen empfangener und gesendeter Lichtleistung berechnet sich mit

$$R_D = |R|^2 e^{-2\alpha L}, \quad (15,67)$$

wobei R für den Reflexionsfaktor am Ende der Faser steht. Im hier betrachteten System findet die Reflexion am FBG statt. Im hier untersuchten System beträgt $R_D \geq 0,991$, aufgrund der kurzen Übertragungsstrecken von maximal einem Kilometer (Dämpfung α in Gl. (15,62)) und einer nahezu vollständigen Reflexion am FBG ($R = 0,999$).

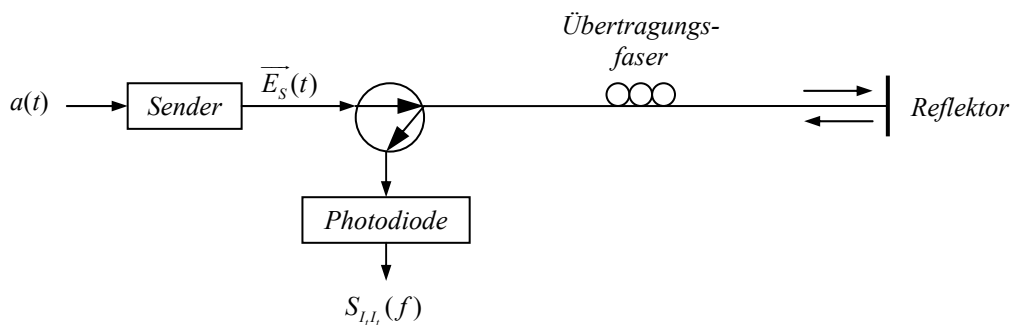


Abbildung 69 Konstellation, für die das LDS berechnet wird

Nun wird das LDS des Signals berechnet. Die Intensität I_S ist gleich dem Betragsquadrat des elektrischen Feldes [66, S. 1793]

$$I_S(t) = |\vec{E}_S(t)|^2, \quad (15,68)$$

wobei das modulierte elektrische Feld folgendermaßen beschrieben wird

$$\vec{E}_S(t) = \vec{p}_s \sqrt{I_0} \gamma(t) e^{j\phi(t)} \quad (15,69)$$

\vec{p}_s	<i>Jones-Vektor, der den Polarisationszustand angibt</i>
$\sqrt{I_0}$	<i>Amplitude des Feldes</i>
$\gamma(t) = \sqrt{y(t)}$	<i>Modulation des Feldes mit dem Modulationssignals $y(t)$</i>
$\phi(t)$	<i>Phasenrauschen des Lasers.</i>

Zur Messung werden nur sinusförmige Signale verwendet und das Modulationssignal hat die Form

$$y(t) = 1 + m \sin(\omega_M t) \quad (15,70)$$

mit dem Modulationsfaktor m . In Gl. (15,68) können nun die Gl. (15,69) und (15,70) eingesetzt werden

$$I_S(t) = I_0 \gamma^2(t) = \overline{I_S} [1 + m \sin(\omega_M t)] \quad (15,71)$$

und die Autokorrelationsfunktion (AKF) berechnet werden

$$\begin{aligned}
 R_{I_S I_S}(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} I_S(t) I_S(t + \tau) dt \\
 &= \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \overline{I_S} [1 + m \cdot \sin(\omega_M t)] \overline{I_S} [1 + m \cdot \sin(\omega_M (t + \tau))] dt \\
 &= \overline{I_S}^2 \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} [1 + m \cdot \sin(\omega_M t)] [1 + m \cdot \sin(\omega_M (t + \tau))] dt \\
 &= \overline{I_S}^2 \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} [1 + m \cdot \sin(\omega_M t) + m \cdot \sin(\omega_M (t + \tau)) + \dots \\
 &\quad \dots + m^2 \cdot \sin(\omega_M t) \sin(\omega_M (t + \tau))] dt
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R_{I_S I_S}(\tau) &= \overline{I_S}^2 \left[\underbrace{\frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} dt}_1 + \underbrace{\frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} m \cdot \sin(\omega_M t) dt}_0 + \underbrace{\frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} m \cdot \sin(\omega_M(t+\tau)) dt}_0 + \dots \right. \\
&\quad \left. \dots + m^2 \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \sin(\omega_M t) \sin(\omega_M(t+\tau)) dt \right] \\
&= \overline{I_S}^2 \left[1 + \frac{1}{2} m^2 \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \cos(-\omega_M \tau) - \cos(\omega_M(2t+\tau)) dt \right] \\
&= \overline{I_S}^2 \left[1 + \frac{1}{2} m^2 \frac{1}{T} \left(\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \cos(\omega_M \tau) dt - \underbrace{\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \cos(\omega_M(2t+\tau)) dt}_0 \right) \right] \\
&= \overline{I_S}^2 \left[1 + \frac{1}{2} m^2 \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \cos(\omega_M \tau) dt \right] \\
&= \overline{I_S}^2 \left[1 + \frac{1}{2} m^2 \cos(\omega_M \tau) \right]. \tag{15,72}
\end{aligned}$$

Nun kann man die Fourier-Transformation mit den Korrespondenzen

$$\mathbb{F}\{1\} = \delta(f) \tag{15,73}$$

$$\mathbb{F}\{\cos(at)\} = \frac{1}{2} \left(\delta\left(f - \frac{a}{2\pi}\right) + \delta\left(f + \frac{a}{2\pi}\right) \right) \tag{15,74}$$

durchführen, um das LDS des Signals zu erhalten

$$\begin{aligned}
S_{I_S I_S}(f) &= \mathbb{F}\{R_{I_S I_S}(\tau)\} \\
&= \overline{I_S}^2 \mathbb{F}\left\{1 + \frac{1}{2} m^2 \cos(2\pi f_M \tau)\right\} \\
&= \overline{I_S}^2 \left[\delta(f) + \frac{1}{2} m^2 \frac{1}{2} [\delta(f - f_M) + \delta(f + f_M)] \right] \\
&= \overline{I_S}^2 \left[\delta(f) + \frac{m^2}{4} [\delta(f - f_M) + \delta(f + f_M)] \right]. \tag{15,75}
\end{aligned}$$

Außerdem wird noch die AKF des elektrischen Feldes benötigt

$$R_{E_S E_S}(\tau) = E \left[E_S(t) E_S^*(t + \tau) \right]. \quad (15,76)$$

Unter der Annahme, dass das Modulationssignal statistisch unabhängig vom Phasenrauschen ist, kann die AKF in Gl. (15,76) als Produkt geschrieben werden und man erhält nach [66]

$$R_{E_S E_S}(\tau) = I_0 E \left[\gamma(t) \gamma^*(t + \tau) \right] E \left[e^{j(\phi(t) - \phi(t + \tau))} \right] = I_0 R_{\gamma\gamma}(\tau) R_{\phi\phi}(\tau). \quad (15,77)$$

Dieser Ausdruck muss nach Betragsbildung noch quadriert und anschließend eine Fourier-Transformation durchgeführt werden

$$\begin{aligned} \mathbb{E} \left\{ \left| R_{E_S E_S}(\tau) \right|^2 \right\} &= \mathbb{E} \left\{ \left| \overline{I_S} \right|^2 \left| R_{\gamma\gamma}(\tau) \right|^2 \left| R_{\phi\phi}(\tau) \right|^2 \right\} \\ &= \overline{I_S}^2 F \left\{ \left| R_{\gamma\gamma}(\tau) \right|^2 \right\} * F \left\{ \left| R_{\phi\phi}(\tau) \right|^2 \right\}. \end{aligned} \quad (15,78)$$

Wie in Gl. (15,71) zu sehen, ist hierbei $I_0 = \overline{I_S}$. Die AKF der Feld-Modulation

$$\gamma(t) = \sqrt{1 + m \cdot \sin(\omega_M t)} \quad (15,79)$$

lässt sich analytisch nicht transformieren

$$R_{\gamma\gamma}(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \gamma(t) \gamma(t + \tau) dt = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \sqrt{1 + m \cdot \sin(\omega_M t)} \sqrt{1 + m \cdot \sin(\omega_M (t + \tau))} dt. \quad (15,80)$$

Dieses Problem wird dadurch gelöst, dass die AKF numerisch berechnet und analytisch angenähert wird. In Abbildung 70 ist der Verlauf der modulierten elektrischen Feldstärke und deren AKF für einen Modulationsindex $m = 1$ zu sehen.

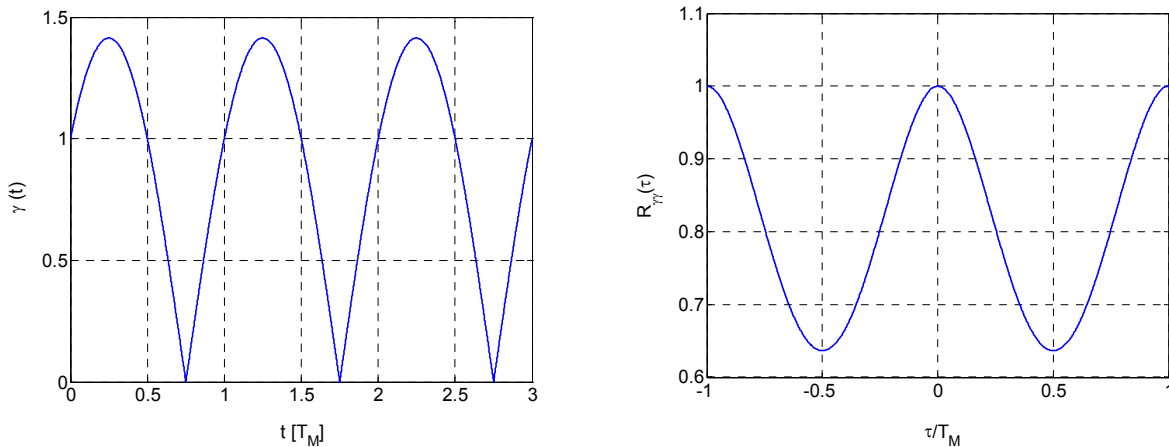


Abbildung 70 Modulation des E-Felds (links) und numerische berechnete AKF (rechts)

Die AKF kann näherungsweise als Kosinus-Schwingung mit Gleichanteil angesehen werden

$$R_{\gamma\gamma}(\tau) \approx a + b \cos(\omega_M t), \quad (15,81)$$

deren Koeffizienten a und b vom Modulationsindex abhängen und numerisch bestimmt werden können (Tabelle 3 in Kap. 6.3.1). In dieser Form kann mit Gl. (15,81) analytisch weiter gerechnet werden

$$\begin{aligned} |R_{\gamma\gamma}(\tau)|^2 &= a^2 + 2b \cos(\omega_M t) + b^2 \cos^2(\omega_M t) \\ &= a^2 + 2b \cos(\omega_M t) + b^2 \frac{1}{2} [1 + \cos(2\omega_M t)]. \end{aligned} \quad (15,82)$$

Der letzte Term kann in unserem speziellen Fall aus zwei Gründen vernachlässigt werden. Zum einen ist $a^2 > 2b \gg b^2/2$ und zum anderen liegen die Gleich- und Wechselkomponenten nicht in der Nähe der Modulationsfrequenz und damit im interessierenden Bereich. Für Gl. (15,82) wird also näherungsweise geschrieben

$$|\overline{R_{\gamma\gamma}}(\tau)|^2 \approx a^2 + 2b \cos(\omega_M t). \quad (15,83)$$

Dieser Ausdruck lässt sich nun wieder mit den Korrespondenzen in Gl. (15,73) und Gl. (15,74) transformieren

$$\begin{aligned} \mathbb{F}\left\{|\overline{R_{\gamma\gamma}}(\tau)|^2\right\} &= \mathbb{F}\left\{a^2 + 2b \cos(2\pi f_M \tau)\right\} \\ &= a^2 \cdot \delta(f) + b \cdot (\delta(f - f_M) + \delta(f + f_M)). \end{aligned} \quad (15,84)$$

Damit wurde der erste der beiden unbekannten Terme aus Gl. (15,78) gefunden. Der andere Term, der das Phasenrauschen des Lasers beschreibt, ist nach [65, S. 562] direkt von der Linienbreite des Lasers $\Delta\omega$ abhängig. Unter den Randbedingungen

$$\Delta\omega \gg \alpha v_g \quad (15,85)$$

$$\Delta\omega \gg \frac{v_g}{2L}, \quad (15,86)$$

wobei L für die Faserlänge, α für die Dämpfung und v_g für Gruppengeschwindigkeit steht, kann näherungsweise

$$\mathbb{F}\left\{|R_{\phi\phi}(\tau)|^2\right\} \approx \mathbb{F}\left\{e^{-2\pi\Delta f|\tau|}\right\} \quad (15,87)$$

geschrieben werden. Die Randbedingungen sind in unserem System mit den Parametern

$$\begin{aligned} \Delta\omega &= 2\pi 3,5 \text{ MHz} \\ \alpha &= 0,0461 \text{ km}^{-1} \end{aligned}$$

$$v_g = \frac{c}{N_g} = 2,04 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$$

$$L = 1 \text{ km}$$

für Gl. (15,85)

$$2,2 \cdot 10^7 \gg 9,41 \cdot 10^3$$

und für Gl. (15,86)

$$2,2 \cdot 10^7 \gg 1,1 \cdot 10^5$$

erfüllt, wobei für den Gruppenindex N_g ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) = 1,4682 und die Lichtgeschwindigkeit $c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ eingesetzt wurden (Kap. 15.8). Mit der Korrespondenz [62, S. 344]

$$\mathbb{F}\left\{e^{-a|t|}\right\} = \frac{2a}{a^2 + (2\pi f)^2} \quad |a > 0 \quad (15,88)$$

lässt sich die Fourier-Transformation in Gl. (15,87) durchführen

$$\mathbb{F}\left\{\left|R_{\phi\phi}(\tau)\right|^2\right\} = \frac{2 \cdot 2\pi\Delta f}{(2\pi\Delta f)^2 + (2\pi f)^2} = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + f^2}. \quad (15,89)$$

Schließlich werden die Gl. (15,84) und (15,89) in Gl. (15,78) eingesetzt und man erhält das letzte fehlende Element

$$\mathbb{F}\left\{\left|R_{E_s E_s}(\tau)\right|^2\right\} = \overline{I_s}^2 \left[\frac{a^2}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + f^2} + \frac{b}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + (f - f_M)^2} + \frac{b}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + (f + f_M)^2} \right]. \quad (15,90)$$

Nun kann das komplette Leistungsspektrum durch Einsetzen der Gl. (15,75) und (15,90) in Gl. (15,66) beschrieben werden

$$S_{I_{I_t}}(f) = \underbrace{\overline{I_s}^2 R_{Ray} (R_{Ray} + 2R_D)}_{\text{Rauschspektrum-Gleichanteil}} \delta(f) + \dots$$

$$\dots + \underbrace{R_D^2 \overline{I_s}^2 \left[\delta(f) + \frac{m^2}{4} [\delta(f - f_M) + \delta(f + f_M)] \right]}_{\text{Signal}} + \dots \quad (15,91)$$

$$\dots + \underbrace{R_{Ray} (R_{Ray} + 2R_D) \left[\frac{a^2}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + f^2} + \frac{b}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + (f - f_M)^2} + \frac{b}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + (f + f_M)^2} \right]}_{\text{Rauschspektrum-Wechselanteil}}.$$

Dieser Ausdruck vereinfacht sich dadurch, dass nur das einseitige Spektrum betrachtet wird

$$S_{I_{I_t}}(f \geq 0) = \overline{I_S}^2 \left[\underbrace{(R_{Ray} + R_D)^2 \delta(f)}_{\text{Gleichanteil}} + \underbrace{R_D^2 \frac{m^2}{2} \delta(f - f_M)}_{\text{Nutzsignal}} + \dots \right. \\ \left. \dots + \underbrace{2R_{Ray} (R_{Ray} + 2R_D) \left(\frac{a^2}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + f^2} + \frac{b}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + (f - f_M)^2} \right)}_{\text{Rauschspektrum-Wechselanteil}} \right] \quad (15,92)$$

Ausgehend davon, dass die rücklaufende Leistung des Signals wesentlich größer ist als die der Rayleigh-Rückstreuung

$$R_D \gg R_{Ray}, \quad (15,93)$$

können wir näherungsweise schreiben

$$S_{I_{I_t}}(f \geq 0) = \overline{I_S}^2 \left[\underbrace{R_D^2 \delta(f)}_{\text{Gleichanteil}} + \underbrace{R_D^2 \frac{m^2}{2} \delta(f - f_M)}_{\text{Nutzsignal}} + \dots \right. \\ \left. \dots + \underbrace{4R_{Ray} R_D \left(\frac{a^2}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + f^2} + \frac{b}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + (f - f_M)^2} \right)}_{\text{Rauschspektrum}} \right] \quad (15,94)$$

Im letzten Schritt wird Gl. (15,94) noch auf den Gleichanteil normiert, um wieder ein relatives Leistungsspektrum zu erhalten

$$S_{I_{I_t}, Norm}(f \geq 0) = \overline{I_S}^2 \left[\underbrace{\delta(f)}_{\text{Gleichanteil}} + \underbrace{\frac{m^2}{2} \delta(f - f_M)}_{\text{Nutzsignal}} + \dots \right. \\ \left. \dots + \underbrace{4 \frac{R_{Ray}}{R_D} \left(\frac{a^2}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + f^2} + \frac{b}{\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + (f - f_M)^2} \right)}_{\text{Rauschspektrum-Wechselanteil}} \right] \quad (15,95)$$

15.6 Glasfaserkabel

Hier finden sich einige Ergänzungen zu Kapitel 9.

15.6.1 Kraftwirkung auf eine ummantelte Faser

Die von außen auf ein Vollader einwirkende, longitudinale Kraft F_G verteilt sich auf die Faser F_F und den Mantel F_M

$$F_G = F_F + F_M. \quad (15,96)$$

Das Verhältnis der Kraftverteilung wird durch die Elastizitätsmodule und die Querschnittsflächen von Faser und Mantel bestimmt

$$\frac{E_F A_F}{E_M A_M} = \frac{F_F}{F_M}. \quad (15,97)$$

Hier setzen wir Gl. (15,96) ein

$$\frac{E_F A_F}{E_M A_M} = \frac{F_F}{F_G - F_F} = \frac{1}{\frac{F_G}{F_F} - 1}$$

$$\frac{F_G}{F_F} - 1 = \frac{E_M A_M}{E_F A_F}$$

$$\frac{F_G}{F_F} = \frac{E_M A_M}{E_F A_F} + 1$$

$$\frac{F_F}{F_G} = \frac{1}{\frac{E_M A_M}{E_F A_F} + 1}$$

und erhalten die Kraft, die auf die Faser wirkt

$$F_F = \frac{F_G}{\frac{E_M A_M}{E_F A_F} + 1}. \quad (15,98)$$

Je größer das Produkt aus Elastizitätsmodul und Querschnittsfläche des Mantels ist, desto kleiner ist der Anteil der von außen wirkenden Kraft auf die Faser. Nun wird Gl. (15,98) in Gl. (9,5) eingesetzt

$$L \cdot \frac{d\tau}{\frac{E_M A_M}{E_F A_F} + 1} = \frac{d\tau}{L \cdot d\sigma \cdot A_F} \quad (15,99)$$

und man erhält die Auswirkung der Gesamtkraft in Längsrichtung des Kabels F_G auf die Laufzeitänderung

$$\frac{d\tau}{L \cdot dF_G} = \frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} \frac{1}{A_F \left(\frac{E_M A_M}{E_F A_F} + 1 \right)}. \quad (15,100)$$

15.6.2 Materialparameter von Glasfaserkabeln

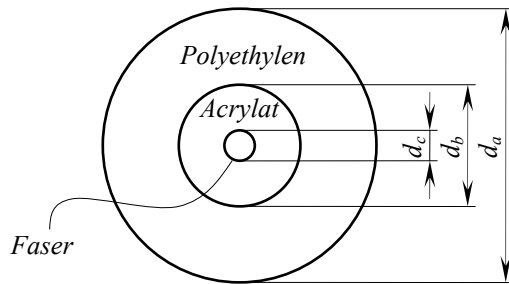
In Tabelle 9 sind einige für unsere Betrachtungen wichtigen Parameter typischer Materialien, die in Glasfaserkabeln Verwendung finden, aufgelistet. Es wird davon ausgegangen, dass die Materialeigenschaften von Quarzglas und der SMF näherungsweise gleich sind.

	Längen- ausdehnungs- koeffizient $k \left[\frac{1}{K} \right]$	Elastizitätsmodul $E \left[\frac{N}{mm^2} \right]$	Wärme- leitfähigkeit $\kappa \left[\frac{W}{m \cdot K} \right]$	Spezifische Wärme- kapazität $c_w \left[\frac{J}{kg \cdot K} \right]$	Dichte $\rho \left[\frac{kg}{m^3} \right]$	$c_w \rho \left[\frac{J}{m^3 \cdot K} \right]$
SMF [52]	$5,6 \cdot 10^{-7}$					
Quarzglas SiO_2 [67]	$5,5 \cdot 10^{-7}$	71700	1,38	754	2200	$1,66 \cdot 10^6$
Acrylat [68]	$7 \cdot 10^{-5}$ bis $7,7 \cdot 10^{-5}$	2400 bis 3300	0,17 bis 0,19	1400 bis 1500	1190	$1,67 \cdot 10^6$ bis $1,79 \cdot 10^6$
Polyethylen [69]	$1 \cdot 10^{-4}$ bis $3,0 \cdot 10^{-4}$	100 bis 300	0,33	1900 bis 2300	920	$1,75 \cdot 10^6$ bis $2,12 \cdot 10^6$
Aramidgarn [70]	$-2,0 \cdot 10^{-6}$	59000 bis 124000	0,04	1400	1440	$2,02 \cdot 10^6$
Stahl [54]	$1,6 \cdot 10^{-5}$	190000	15,00	500	7800	$3,90 \cdot 10^6$

Tabelle 9 Parameter für in Glasfaserkabeln eingesetzte Materialien

15.6.3 Beispiel: Verbindungskabel – Krafteinwirkung

Als Beispiel wird nun die Laufzeitänderung berechnet, die in dem im Prototyp eingesetzten Verbindungskabel vom Typ Vollader durch Kraftwirkung in Längsrichtung auftritt. Das Verbindungskabel weist den in Abbildung 71 dargestellten Aufbau und die dort gelisteten Materialparameter (Tabelle 9, Kap. 15.6.2) auf. Die Indizes PE , A und F kennzeichnen hier jeweils Größen, die zu den Kabelementen Polyethylen-Mantel, Acrylat-Mantel und Faser gehören.



$d_a = 900 \mu m$	$E_{PE} = 200 \frac{N}{mm^2}$
$d_b = 400 \mu m$	$E_A = 2800 \frac{N}{mm^2}$
$d_c = 125 \mu m$	$E_F = 71700 \frac{N}{mm^2}$
$\left(\frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} \right)_F = 47,1 \frac{ps}{km} \frac{N}{mm^2}$	

Abbildung 71 Aufbau und Materialparameter des Verbindungskabels

Da zwei Mäntel vorhanden sind, muss Gl. (15,100) modifiziert werden

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\tau}{L \cdot dF_G} \right)_{V-Kabel} &= \left(\frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} \right)_F \frac{1}{A_F \left(\frac{E_{PE} A_{PE} + E_A A_A}{E_F A_F} + 1 \right)} \\ \left(\frac{d\tau}{L \cdot dF_G} \right)_{V-Kabel} &= \left(\frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} \right)_F \frac{1}{\pi \left(\frac{d_c}{2} \right)^2 \left(\frac{E_{PE} \pi \left[\left(\frac{d_a}{2} \right)^2 - \left(\frac{d_b}{2} \right)^2 \right] + E_A \pi \left[\left(\frac{d_b}{2} \right)^2 - \left(\frac{d_c}{2} \right)^2 \right]}{E_F \pi \left(\frac{d_c}{2} \right)^2} + 1 \right)} \\ &= \left(\frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} \right)_F \frac{1}{\pi \left(\frac{d_c}{2} \right)^2 \left(\frac{E_{PE} [d_a^2 - d_b^2] + E_A [d_b^2 - d_c^2]}{E_F d_c^2} + 1 \right)}. \end{aligned}$$

Nach Einsetzen der in Abbildung 71 aufgeführten Parameter erhält man

$$\left(\frac{d\tau}{L \cdot dF_G} \right)_{V-Kabel} = 2599 \frac{ps}{km \cdot N}.$$

15.6.4 Beispiel: Verbindungskabel – Temperaturänderung

In diesem Kapitel wird nun die Temperaturabhängigkeit der Laufzeit für das in Abbildung 71 dargestellte Verbindungskabel vom Typ Vollader mit Gl. (9,8) berechnet.

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{V-Kabel} &= \frac{A_A E_A k_A + A_{PE} E_{PE} k_{PE}}{A_F} \left(\frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} \right)_F + \left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_F \\
 &= \frac{\pi \left[\left(\frac{d_b}{2} \right)^2 - \left(\frac{d_c}{2} \right)^2 \right] E_A k_A + \pi \left[\left(\frac{d_a}{2} \right)^2 - \left(\frac{d_b}{2} \right)^2 \right] E_{PE} k_{PE}}{\pi \left(\frac{d_c}{2} \right)^2} \left(\frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} \right)_F + \left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_F \\
 &= \frac{[d_b^2 - d_c^2] E_A k_A + [d_a^2 - d_b^2] E_{PE} k_{PE}}{d_c^2} \left(\frac{d\tau}{L \cdot d\sigma} \right)_F + \left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_F
 \end{aligned}$$

Mit den Werten aus Kap. 15.6.3 und dem Wert in Gl. (9,7) ergibt sich

$$\left(\frac{d\tau}{L \cdot dT} \right)_{V-Kabel} = 189 \frac{ps}{km \cdot K} + 40 \frac{ps}{km \cdot K} = 229 \frac{ps}{km \cdot K}.$$

15.7 Zeit- und Frequenzabweichung

Typischerweise werden Zeit- bzw. Frequenznormale mit der Größe Frequenzabweichung $\Delta f/f$ spezifiziert. Hiermit ist die relative Abweichung der Ist-Frequenz von der Soll-Frequenz gemeint. Der Zusammenhang mit der Zeitabweichung $\Delta T/T$ lässt sich folgendermaßen herstellen

$$T + \Delta T = \frac{1}{f + \Delta f} \quad (15,101)$$

$$T(1 + \Delta T/T) = \frac{1}{f(1 + \Delta f/f)}$$

$$1 + \Delta T/T = \frac{1}{1 + \Delta f/f}$$

$$\Delta T/T = \frac{1}{1 + \Delta f/f} - \frac{1 + \Delta f/f}{1 + \Delta f/f}$$

$$\Delta T/T = -\frac{\Delta f/f}{1 + \Delta f/f} \quad (15,102)$$

Für

$$\Delta f/f \ll 1 \quad (15,103)$$

kann näherungsweise

$$\Delta T/T \approx -\Delta f/f \quad (15,104)$$

geschrieben werden.

15.8 Brechzahl, Gruppenindex und Dispersion

In diesem Kapitel geht es darum, zu zeigen, dass bei bekannten Materialparametern einer SMF die in Gl. (11,16) benötigten Gruppenindizes mit Hilfe einer analytischen Näherung berechnet werden können. Dazu werden zuerst die Zusammenhänge der Parameter Brechzahl, Gruppenindex und Dispersion mit Hilfe einer Sellmeier-Formel für Quarzglas dargelegt und anschließend die Materialparameter einer SMF eingesetzt.

Näherungsweise kann die Brechzahl von Quarzglas, dessen Eigenschaften denen einer SMF sehr ähnlich sind, mit einer Sellmeier-Formel beschrieben werden [36, S. 65]

$$n(\lambda) = c_1 + c_2 \cdot \lambda^2 + \frac{c_3}{\lambda^2} \quad (15,105)$$

$$c_1 = 1,45084$$

$$c_2 = -3,34 \cdot 10^{-9} \text{ nm}^{-2}$$

$$c_3 = 2,92 \cdot 10^3 \text{ nm}^2.$$

Der Gruppenindex N_g und der Dispersionskoeffizient D lassen sich aus der Brechzahl n ableiten [46, S. 9.4]

$$N_g(\lambda) \equiv n(\lambda) - \lambda \left(\frac{\partial n}{\partial \lambda} \right) \quad (15,106)$$

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right). \quad (15,107)$$

Ist der Gruppenindex bekannt, dann kann die Gruppengeschwindigkeit $v_g = c/N_g$ berechnet werden. Sie beschreibt die Geschwindigkeit der Ausbreitung von Leistungspulsen und damit auch aller Signale, die im optischen Netzwerk (Kap. 3.4) übertragen werden. Es werden die ersten beiden Ableitungen der Funktion der Brechzahl gebildet

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda} = 2c_2 \cdot \lambda - \frac{2c_3}{\lambda^3} \quad (15,108)$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} = 2c_2 + \frac{6c_3}{\lambda^4} \quad (15,109)$$

und in die Gl. (15,106) sowie Gl. (15,107) eingesetzt

$$N_g(\lambda) = c_1 - c_2 \cdot \lambda^2 + \frac{3c_3}{\lambda^2} \quad (15,110)$$

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \left(2c_2 + \frac{6c_3}{\lambda^4} \right). \quad (15,111)$$

Ein SMF-Hersteller [51] gibt den Dispersionskoeffizienten auch mit Hilfe dieser Sellmeier-Formel, allerdings mit etwas abweichenden Konstanten, an:

$$D = \frac{S_0}{4} \left(\lambda - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right) \left[\frac{ps}{nm \cdot km} \right] \quad \text{bei } 1200nm \leq \lambda \leq 1625nm \quad (15,112)$$

mit der Nulldispersionssteigung

$$S_0 = 0,086 \frac{ps}{nm^2 \cdot km} \quad (15,113)$$

und der Nulldispersionswellenlänge

$$\lambda_0 = 1313nm. \quad (15,114)$$

Durch Umformung kann aus Gl. (15,111) die zweite Ableitung der Brechzahl extrahiert

$$D = \frac{\lambda}{c} \frac{S_0}{4} c \left(1 - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^4} \right) = \underbrace{-\frac{\lambda}{c} \frac{S_0}{4} c \left(-1 + \frac{\lambda_0^4}{\lambda^4} \right)}_{\frac{\partial^2 n_{eff}}{\partial \lambda^2}} \quad (15,115)$$

werden. Da es sich nun nicht mehr um ein gleichförmiges Medium handelt, sondern um eine Faser, deren Kern eine andere Brechzahl n_K als der Mantel n_M aufweist, wird nun anstelle von der Brechzahl n von der effektiven Brechzahl n_{eff} gesprochen. Das elektrische Feld der Lichtwelle breitet sich sowohl im Kern als auch im Mantel mit einer Geschwindigkeit aus, die von der effektiven Brechzahl bestimmt wird. Deren Größe liegt im Bereich von $n_K > n_{eff} > n_M$ und ist von der Verteilung der Lichtwelle auf Faserkern und -mantel abhängig. Aus der zweiten Ableitung der effektiven Brechzahl in Gl. (15,115) wird die erste Ableitung durch Integration ermittelt

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} &= \int \frac{\partial^2 n_{eff}}{\partial \lambda^2} d\lambda \\ &= \frac{S_0}{4} c \int \left(-1 + \frac{\lambda_0^4}{\lambda^4} \right) d\lambda \\ &= \frac{S_0}{4} c \left(-\lambda - \frac{\lambda_0^4}{3\lambda^3} + k_1 \right). \end{aligned} \quad (15,116)$$

Über den Vergleich mit Gl. (15,108) wird die Konstante

$$k_1 = 0 \quad (15,117)$$

bestimmt. Die erste Ableitung des Brechungsindex' lautet also

$$\frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} = \frac{S_0}{4} c \left(-\lambda - \frac{\lambda_0^4}{3\lambda^3} \right). \quad (15,118)$$

Nun kann die Brechzahl berechnet werden

$$\begin{aligned}
 n_{eff}(\lambda) &= \int \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} d\lambda \\
 &= \frac{S_0}{4} c \int \left(-\lambda - \frac{\lambda_0^4}{3\lambda^3} \right) d\lambda \\
 &= \frac{S_0}{4} c \left(-\frac{\lambda^2}{2} + \frac{\lambda_0^4}{6\lambda^2} \right) + k_2
 \end{aligned} \tag{15,119}$$

und dann mit Gl. (15,110) der Gruppenindex ermitteln werden

$$\begin{aligned}
 N_g &= n_{eff} - \lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} \\
 &= \frac{S_0}{4} c \left(-\frac{\lambda^2}{2} + \frac{\lambda_0^4}{6\lambda^2} \right) + k_2 - \lambda \frac{S_0}{4} c \left(-\lambda - \frac{\lambda_0^4}{3\lambda^3} \right) \\
 &= \frac{S_0}{4} c \left(-\frac{\lambda^2}{2} + \frac{\lambda_0^4}{6\lambda^2} + \lambda^2 + \frac{\lambda_0^4}{3\lambda^2} \right) + k_2 \\
 &= \frac{S_0}{4} c \left(-\frac{\lambda^2}{2} + \frac{\lambda_0^4}{6\lambda^2} + \lambda^2 + \frac{\lambda_0^4}{3\lambda^2} \right) + k_2 \\
 &= \frac{S_0}{4} c \left(\frac{\lambda^2}{2} + \frac{\lambda_0^4}{2\lambda^2} \right) + k_2 \\
 &= \frac{S_0 \cdot c}{8} \left(\lambda^2 + \frac{\lambda_0^4}{\lambda^2} \right) + k_2.
 \end{aligned} \tag{15,120}$$

Die Konstante k_2 kann über den bekannten Wert des Gruppenindex' [51] bei der Wellenlänge $\lambda = 1550 \text{ nm}$ von $N_g = 1,4682$ bestimmt werden

$$\begin{aligned}
 N_g(\lambda = 1550 \text{ nm}) &= 0,01173 + k_2 = 1,4682 \\
 \Rightarrow k_2 &= K = 1,4564705.
 \end{aligned} \tag{15,121}$$

Zusammenfassend können die Eigenschaften Brechzahl, Gruppenindex und Dispersion der konkreten SMF von [51] näherungsweise mit den Formeln

$$n_{eff} = K + \frac{S_0 \cdot c}{8} \left(-\lambda^2 + \frac{\lambda_0^4}{3\lambda^2} \right) \tag{15,122}$$

$$N_g = K + \frac{S_0 \cdot c}{8} \left(\lambda^2 + \frac{\lambda_0^4}{\lambda^2} \right) \tag{15,123}$$

$$D = \frac{S_0}{4} \left(\lambda - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right) \quad (15,124)$$

und zugehörigen Parametern

$$S_0 = 0,086 \frac{ps}{nm^2 km} \quad (15,125)$$

$$c = 2,99792458 \cdot 10^8 \frac{m}{s} \quad (15,126)$$

$$\lambda_0 = 1313 nm \quad (15,127)$$

$$K = 1,4564705 \quad (15,128)$$

berechnet werden. Mit Gl. (15,123) können die Gruppenindizes für die Wellenlängen λ_M , λ_1 und λ_2 bestimmt werden, die in Gl. (11,16) benötigt werden, um die Laufzeit in den Übertragungskanälen zu bestimmen. In Abbildung 72 ist der Gruppenindex als Funktion der Wellenlänge im interessierenden Bereich nach Gl. (15,123) dargestellt. Der Verlauf ist hier nahezu linear.

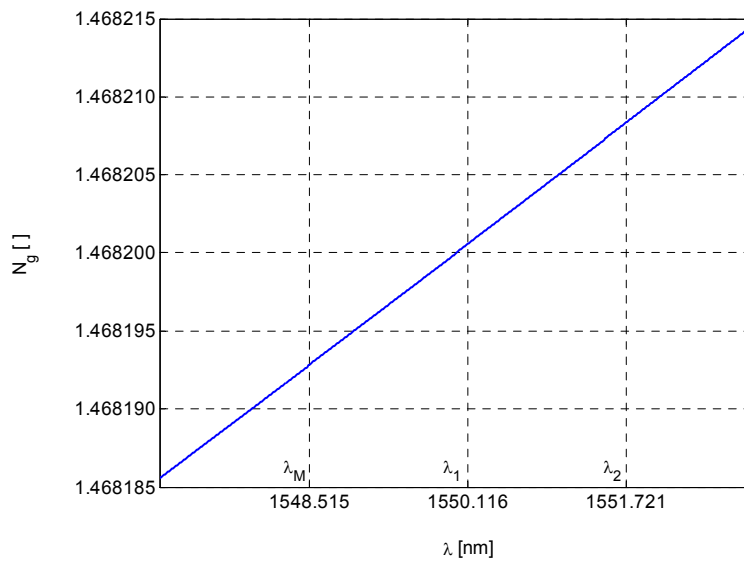


Abbildung 72 Gruppenindex einer SMF [51]

15.9 Fehluordnung

Hier wird beschrieben, mit welcher Wahrscheinlichkeit die richtige Flanke von Referenzsignal 1 mit Hilfe der Flanke von Referenzsignal 2 identifiziert wird. In Abbildung 73 wird der Sachverhalt dargestellt. Die ansteigende Flanke von Referenzsignal 2 soll idealerweise eine halbe Periode vor der ansteigenden Flanke von Referenzsignal 1, die den Startpunkt markiert (Abbildung 19, Kap. 3.1.1), liegen. Von diesem idealen Zeitversatz wird der tatsächliche mit einem mittleren Fehler μ_F und Schwankungen mit der Standardabweichung $\sigma_{Ref,2}$ abweichen (Abbildung 73). Aufgrund dieser Fehler kann es dazu kommen, dass nicht die richtige, sondern eine frühere oder spätere Flanke identifiziert wird.

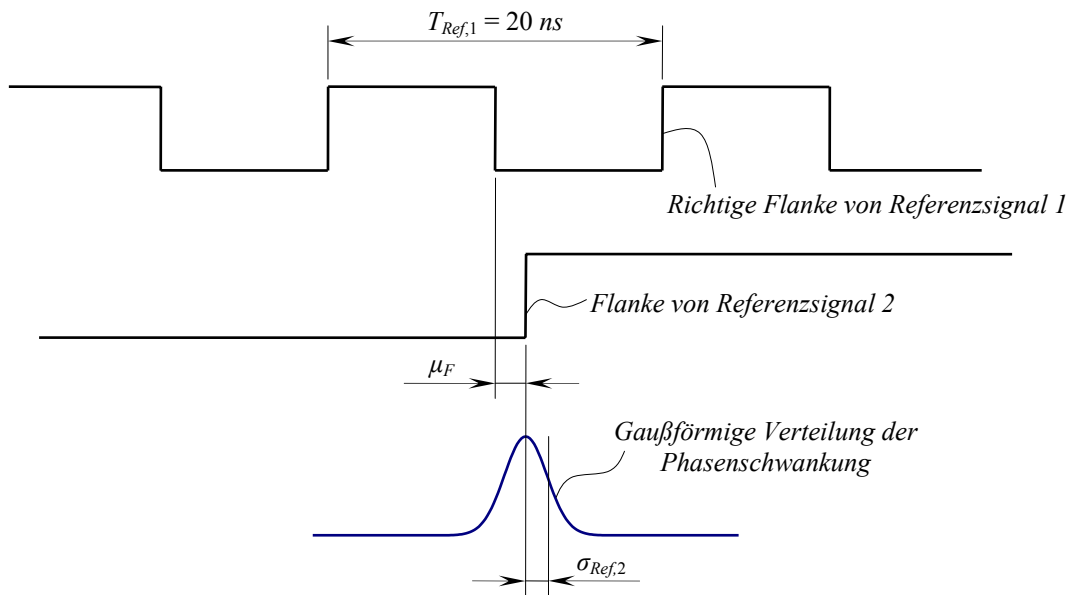


Abbildung 73 Wahrscheinlichkeit einer Fehluordnung

Nun wird berechnet, wie hoch die Wahrscheinlichkeit einer solchen Fehluordnung ist. Vereinfachend wird angenommen, dass nach den Ergebnissen in Kapitel 12.2 der Jitter von Referenzsignal 1 $\sigma_{Ref,1} = \sigma$ gegenüber dem von Referenzsignal 2 $\sigma_{Ref,2} = \sigma_{RG,2}$ vernachlässigt werden kann

$$\sigma_{Ref,2} = \sigma_{RG,2} = 140 \text{ ps} \gg \sigma_{Ref,1} = 7,57. \quad (15,129)$$

Der Fehler, der bei der Einstellung der Phase von Referenzsignal 2 auftritt, hängt von der Schrittweite $t_S = 625 \text{ ps}$ und der Genauigkeit $t_G = 527 \text{ ps}$ des Referenzgenerators ab

$$\mu_F = \frac{t_S}{2} + t_G = 312,5 \text{ ps} + 527 \text{ ps} = 840 \text{ ps}. \quad (15,130)$$

Über die komplementäre Fehlerfunktion lässt sich die Wahrscheinlichkeit einer Fehluordnung berechnen

$$P_F = 1 - \underbrace{\frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{-T_{\text{Ref},1}/2 - \mu_F}{\sigma_{\text{Ref},2} \sqrt{2}} \right)}_{\text{Flanke zu früh}} + \underbrace{\frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{T_{\text{Ref},1}/2 - \mu_F}{\sigma_{\text{Ref},2} \sqrt{2}} \right)}_{\text{Flanke zu spät}}. \quad (15,131)$$

Der erste Term stellt die Wahrscheinlichkeit dar, dass eine zu frühe Flanke, und der zweite Term, dass eine zu späte Flanke zugeordnet wird. Die Wahrscheinlichkeit beträgt im konkreten Fall näherungsweise $1,47 \cdot 10^{-934}$, weswegen davon ausgegangen wird, dass im praktischen Betrieb keine Überschreitung auftritt.

15.10 Jitter der DDS-Einheit

Es wurde festgestellt, dass die Zeitschwankung eines von den DDS-Einheiten erzeugten Signals direkt von der Eingangsleistung des Taktsignals abhängt. In Abbildung 74 ist der Zusammenhang für Referenzsignal 1 (50 MHz) dargestellt. Als Takt wurde ein rechteckförmiges Signal mit einer Flankensteilheit von 280 ps verwendet, was in etwa der Flankensteilheit von Systemtakt 1 nach der Übertragung an Schnittstelle 2 entspricht. In Abbildung 74 ist zu sehen, dass eine Erhöhung der Signalleistung um 6 dB zu einer Halbierung der Zeitschwankung führt. Die höchstmögliche Taktsignal-Leistung betrug im Testaufbau 13,8 dBm, woraus eine Zeitschwankung von 7,57 ps resultierte. Da die Verteilung der Zeitschwankung näherungsweise gaußverteilt ist, stellt dieser Wert auch näherungsweise die Standardabweichung dar. Es wird angenommen, dass durch eine weitere Erhöhung der Taktsignal-Leistung auf immer noch zulässige 17 dBm eine weitere Reduzierung des Jitters auf Werte von $< 7,57$ ps möglich ist.

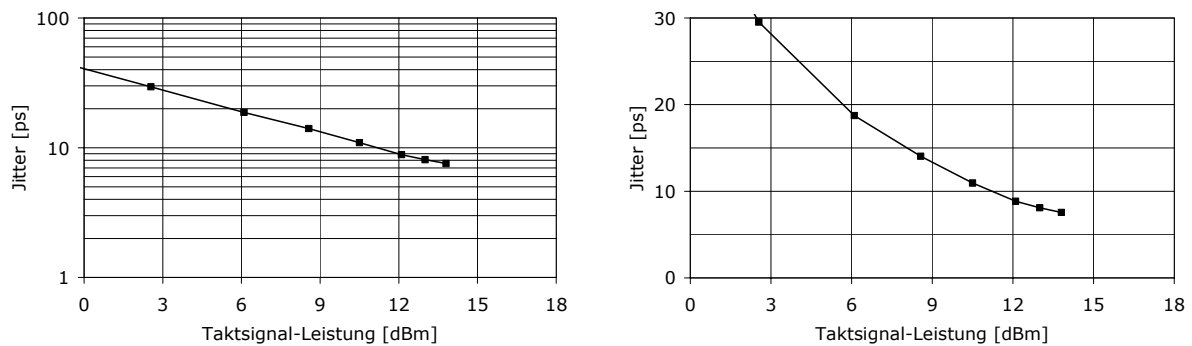


Abbildung 74 Jitter der DDS-Einheit in Abhängigkeit von der Taktsignal-Leistung

16 Referenzen

- [1] M. Marinescu „Elektrische und magnetische Felder“, Springer, Berlin/Heidelberg, 1996.
- [2] K. Wille „Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen“, Teubner Verlag, 2. Auflage, Februar 2002.
- [3] H. Klingbeil „A fast DSP-based phase-detector for closed-loop RF control in synchrotrons“, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 54, Nr. 3, Juni 2005.
- [4] H.D. Schwarz und J.N. Weaver „The RF reference line for PEP“, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 26, Ausgabe 9, S. 3956-3958, Juni 1979.
- [5] R. Sundelin, E. Borstel und M. Tigner „RF phase control system“, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 20, Ausgabe 3, S. 593-595, Juni 1973.
- [6] K. Czuba, F. Eints, M. Felber, J. Dobrowolski und S. Simrock „First Generation of Optical Fiber Phase Reference Distribution System for TESLA“, CARE-Report-2006-037-SRF, Technische Universität Warschau und DESY, 2006.
- [7] K. Czuba und H.C. Weddig „Design considerations for the RF phase reference distribution system for X-ray FEL and TESLA“, Proceedings SPIE 5484, 2004.
- [8] J. Frisch, D.G. Brown und E.L. Cisneros „The RF Reference Distribution and Timing System for the NLC“, XX International LINAC Conference, Monterey, California, August 2000.
- [9] J. Frisch, D. Bernstein, D. Brown und E. Cisneros „A high stability, low noise RF distribution system“, Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Chicago, 2001.
- [10] F. Lenkszus, J. Carwandire und A. Nassri „Timing and LLRF for the Argonne Short X-Ray Pulse Beamline“, Low Level Radio Frequency Workshop (Vortrag), Knoxville Tennessee, Oktober 2007.
- [11] F.R. Lenkszus und R.J. Laird „A Bunch Clock for the Advanced Photon Source“, Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Volume 2, S. 2490 – 2492, Mai 1997.
- [12] F. Lenkszus „Phase Reference System for the ILC“, Low Level Radio Frequency Workshop (Vortrag), Knoxville Tennessee, Oktober 2007.
- [13] F. Lenkszus „ILC Timing“, Vortrag, Januar 2006.
URL: docdb.fnal.gov/ILC/DocDB/0001/000158/001/SLAC0600118.ppt
- [14] E. Peschardt und J.P.H. Sladen „Phase Compensated Fiber-optic Links for the LEP RF Reference Distribution“, Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Chicago, März 1989.
- [15] E. Peschardt und J.P.H. Sladen „Transmission of a stabilized RF phase reference over a monomode fibre optic link“, Electronics Letters, Vol. 22, Ausgabe 16, S. 868-869, Juli 1986.
- [16] T. Naito et. al. „Performance of the Timing System for KEKB“, ICALEPCS'99, Triest, Italien, Oktober 1999.
- [17] T. Naito, K. Ebihara, M. Suetake und E. Ezura „RF Reference Distribution Using Fibre-Optic Links for KEKB Accelerator“, Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Chicago, 2001.
- [18] M. Ferianis, J. Byrd, J.W. Staples, R. Wilcox, J. Chen, F.Ö. Ilday, F.X. Kärtner, J. Kim und A. Winter „Generation and Distribution of Stable Timing Signals to Synchronize RF and Lasers at the Fermi FEL Facility“, Proceedings of the 27th International Free Electron Laser Conference, Stanford, August 2005.

- [19] V. Schlott „Femto-Second Stable Timing and Synchronization Systems“, Level Radio Frequency Workshop (Vortrag), CERN, Oktober 2005.
- [20] A. Winter, F.Ö. Ilday, J. Chen, F. Kärtner, H. Schlarb, F. Ludwig und P. Schmueser „Femtosecond optical synchronization systems for XFELs“, Level Radio Frequency Workshop (Vortrag), CERN, Oktober 2005.
- [21] T. Kobayashi, E. Chishiro, S. Anami, S. Yamaguchi und S. Michizono „RF Reference Distribution System for the 400-MeV Proton Linac of the KEK/JAERI Joint Project“, Proceedings of the LINAC 2002, S. 187-189, 2002.
- [22] T. Kobayashi, E. Chishiro, S. Anami, S. Yamaguchi und S. Michizono „RF Reference Distribution System for the J-Parc Linac“, Proceedings of the LINAC 2004, S. 727-729, 2004.
- [23] T. Kobayashi, E. Chishiro, S. Anami, S. Yamaguchi und S. Michizono „Performance of RF Reference Distribution System for the J-Parc Linac“, Proceedings of the LINAC 2006, S. 583-585, 2006.
- [24] L. Jonge und J.P.H. Sladen „RF reference distribution for the LEP energy upgrade“, European Particle Accelerator Conference, London, Juli 1994.
- [25] G. Lutes und L. Primas „State-of-the-Art Fiber Optics for Short Distance Frequency Reference Distribution“, TDA Progress Report 42-97, Januar-März 1989.
- [26] K. Sato, T. Hara, S. Kuji, K. Asari, M. Nishio und N. Kawano "Development of an Ultrastable Fiber Optic Frequency Distribution System Using an Optical Delay Control Module", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 49, Nr. 1, Februar 2000.
- [27] G. Lutes und W. Diener „Thermal Coefficient of Delay for Various Coaxial and Fiber-Optic Cables“, TDA Progress Report 42-99, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, 1989.
- [28] J.W. Dreher „Phase Stability of ATA Fiber Optic Cables“, SETI Institute, Arbeitsnotiz, 19.3.2002. URL: <http://ral.berkeley.edu/ata/memos/memo55.pdf>
- [29] A. Watkins, M.R.F. Jensen, M.J. Maddock, S.A. Pande, S. Rains und D. Spink „RF Distribution System for the Diamond Master Oscillator“, Proceedings of EPAC, Edinburgh, Schottland, 2006.
- [30] Firma Furukawa „Specification of Phase stabilized optical fiber cord with Connector“, Datenblatt, No.FA-KC5068, November 2005.
- [31] Firma Furukawa „Specification of Phase stabilized optical fiber cable“, Datenblatt, No.FA-KM4005B, Mai 2004.
- [32] M. Bousonville und P. Meißner „Referenzsignal-Verteilung“, Patentanmeldung, Aktenzeichen DPMA: 10 2008 012 980.1, 2008.
- [33] M. Bousonville und P. Meißner „Dispersionsmessung von optischen Fasern im laufenden Betrieb“, Patentanmeldung, Aktenzeichen DPMA: 10 2008 012 982.8, 2008.
- [34] R.J. Pasquinelli und D. McDowell „Fiber Optic Delay Tracking Experiment“, Fermi National Accelerator Laboratory, Arbeitsnotiz (BD RFI Note #001), Dezember 2000.
- [35] W. Mansfeld „Satellitenortung und Navigation“, Vieweg+Teubner Verlag, 2. Auflage, 2003.
- [36] B. Bundschuh, J. Himmel „Optische Informationsübertragung“, Oldenburg Verlag, München, 2003.
- [37] Firma Huber+Suhner „Microwave Cable and Assemblies“, Katalog 2005.
- [38] R. Best „Theorie und Anwendungen des Phase-Lock-Loops“, AT-Verlag, 3. Auflage, 1992.
- [39] F.M. Gardner „Phaselock Techniques“, Wiley and Sons, 3. Auflage, 2005.

- [40] H. Koppmann „Breitbandige Analog/Digital-Schnittstellen“, Shaker Verlag Aachen, Dissertation, 2005.
- [41] S. Herbst „Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Empfindlichkeit von Direktempfängern mit optischer Vorverstärkung“, Promotionsschrift, TU Darmstadt, 1999.
- [42] D. Derickson „Fiber Optic Test and Measurement“, Hewlett-Packard Professional Books, A Prentice Hall Title, 1. Auflage, 1998.
- [43] Firma Agilent Technologies „Lighthwave Signal Analyzers Measure Relative Intensity Noise“, Product Note 71400-1.
- [44] E. Voges und K. Petermann „Optische Kommunikationstechnik“, Springer, 2002.
- [45] E. Desurvire „Erbium Doped Fiber Amplifiers“, Wiley Interscience, 2002.
- [46] P. Meißner „Optische Nachrichtentechnik 1“, Vorlesungsskript, Technische Universität Darmstadt, Sommersemester 2003.
- [47] Firma Ortel „Model 1772 DWDM High Power CW Source Laser“, Datenblatt, Dezember 2005.
- [48] Firma SHF Communication Technologies AG „SHF 47100 A“, Datenblatt, Mai 2004.
- [49] A.H. Hartog, A.J. Conduit und D.N. Payne „Variation of pulse delay with stress and temperature in jacketed and unjacketed optical fibres“, Optical and Quantum Electronics, 11, S. 265-273, 1979.
- [50] Deutsche Norm „Lichtwellenleiterkabel - Teil 1-2: Fachgrundspezifikation - Grundlegende Prüfverfahren für Lichtwellenleiterkabel“, DIN EN 60794-1-2, Juli 2004.
- [51] Firma Corning „SMF-28e-Glasfaser Produktinformation“, 2003.
- [52] Firma Corning, Information wurde auf Anfrage vom Hersteller Corning bereitgestellt, 2.11.2005.
- [53] L.A. Bergman, S.T. Eng und A.R. Johnston „Temperature Stability of Transit Time Delay for a Single-Mode Fibre in a Loose Tube Cable“, Electronics Letters, Vol. 19, Nr. 21, S. 865-866, 1983.
- [54] H. Kuchling „Taschenbuch der Physik“, Fachbuchverlag Leipzig, 16. Auflage, 1999.
- [55] E. Stadler „Modulationsverfahren“, Vogel Buchverlag, Kamprath-Reihe, 8. Auflage, 2000.
- [56] M. Kumm „FPGA-Realisierung eines Offset-Lokalszillators basierend auf PLL- und DDS-Technologien“, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2007.
- [57] E. Schmid „DDS-Signalgeneratoren praktisch aufbauen und anwenden: Das Verfahren der direkten digitalen Synthese (direct Digital Synthesis- DDS) in der Praxis“, Franzis Verlag, 2006.
- [58] Firma Analog Devices „AD9854 - CMOS 300 MSPS Quadrature Complete DDS“, Datenblatt, Rev. E, 2007.
- [59] L. Papula „Mathematische Formelsammlung“, Vieweg, 5. Auflage, 1997.
- [60] Firma Analog Devices „AD9912 - 1 GSPS Direct Digital Synthesizer with 14-Bit DAC“, Datenblatt, Rev. A, 2008.
- [61] G. Wunsch und H. Schreiber „Systemanalyse, Band 2: Statistische Systemanalyse“, Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg, 3. Auflage, 1972.
- [62] O. Mildenberger „Übertragungstechnik“, Vieweg, 1997.
- [63] T. Motz „Handbuch der Informationstechnik und Elektronik“, Hüthig Verlag, Heidelberg, 1989.
- [64] J.F. Böhme „Stochastische Signale“, Teubner, Stuttgart, 1993.
- [65] P. Gysel und R.K. Staubli „Statistical Properties of Rayleigh Backscattering in Single-Mode Fibers“ IEEE, Journal of Lightwave Technology, Vol. 8, No. 4, April 1990.

- [66] P. Gysel und R.K. Staubli „Statistical Properties of Rayleigh Backscattered Light from Single-Mode Fibers Caused by a Modulated Probe Signal” IEEE, Journal of Lightwave Technology, Vol. 8, No. 12, December 1990.
- [67] D.R. Lide „Handbook of Chemistry and Physics“, CRC Press, 65. Ausgabe, 1984-85.
- [68] Firma Goodfellow „Polyethylen niedrige Dichte“, 2008.
URL: <http://www.goodfellow.com/home.aspx?LangType=1031>
- [69] Firma Goodfellow „Polymethylmethacrylat“, 2008.
URL: <http://www.goodfellow.com/home.aspx?LangType=1031>
- [70] Firma Goodfellow „Polyaramid“, 2008.
URL: <http://www.goodfellow.com/home.aspx?LangType=1031>

17 Glossar

<i>DDS</i>	Direkte Digitale Synthese – das Prinzip, nach dem die Referenzgeneratoren arbeiten (Kap. 12.1).
<i>Empfangseinheit</i>	Eine Empfangseinheit befindet sich am Ende eines jeden Übertragungszweigs und gibt die Systemzeit an Schnittstelle 2 aus (Kap. 3.4.1).
<i>Jitter</i>	Zeit- oder Phasenschwankungen (Definitionen in Kap. 5.3).
<i>Optischer Empfänger</i>	Die optischen Empfänger wandeln das ihnen zugeführte optische Signal in ein elektrisches Signal um (Kap. 3.4).
<i>Optischer Sender</i>	Im optischen Sender wird ein elektrisches Signal auf einen optischen Träger aufmoduliert (Kap. 3.4).
<i>Prototyp</i>	Die Realisierung des in Kapitel 3 vorgestellten Systems (Kap. 4).
<i>Referenzgenerator</i>	Erzeugt die Referenzsignale (Kap. 3.1.5, 3.6 und 12).
<i>Referenzpunkt</i>	Der räumliche Punkt, an dem die Referenzzeit ausgegeben wird.
<i>Referenzsignal</i>	Es gibt zwei Referenzsignale, die in ihrer Kombination die Referenzzeit darstellen (Kap. 3.1.2).
<i>Referenzzeit</i>	Die Referenzzeit stellt den Bezugspunkt für die Kavitäten-Synchronisation dar (Kap. 3.1.2).
<i>Sendeeinheit</i>	Die Sendeeinheit stellt eine Baugruppe des Systems dar, bestehend aus zwei optischen Sendern und einem Multiplexer (Kap. 3.4.1).
<i>Signalgeber</i>	Die Signalgeber erzeugen die Sollfrequenz und –phase der elektrischen Felder in den Kavitäten (Kap. 1.4.2).
<i>Systemtakt</i>	Es gibt zwei Systemtakte, die in ihrer Kombination die Systemzeit darstellen (Kap. 3.1.3).
<i>Systemzeit</i>	Die Referenzgeneratoren leiten aus der Systemzeit und Korrekturdaten die Referenzzeit ab (Kap. 3.1.3).
<i>Systemzweig</i>	Ein Systemzweig umfasst jeweils einen Add/Drop-Multiplexer, eine Übertragungsfaser und eine Empfangseinheit (Kap. 3.4.2).

18 Abkürzungsverzeichnis

AKF	Autokorrelationsfunktion
ASE	Amplified Spontaneous Emission
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CR	Collector Ring
CWDM	Coarse Wavelength Division Multiplex
DDS	Direkte Digitale Synthese
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplex
EDFA	Erbium-doped Fiber Amplifier (optischer Verstärker)
ESR	Experimentier-Speicherring
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research
FBG	Fibre Bragg Grating (wellenlängenselektiver Reflektor)
FC/APC	Fibre Optic Connector/Angled Physical Contact
FC/PC	Fibre Optic Connector/Physical Contact
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung
HESR	Hochenergie-Speicherring
HF	Hochfrequenz
LDS	Leistungsdichtespektrum
M ₁₈	Maschinenraum des SIS18
M ₁₀₁	Maschinenraum 1 des SIS100
M ₁₀₂	Maschinenraum 2 des SIS100
M ₁₀₃	Maschinenraum 3 des SIS100
NEP	Noise Equivalent Power
NESR	Neuer Experimentier-Speicherring
PSOF	Phasenstabile optische Faser
RESR	Recycled Experimental Storage Ring
SMA	Sub Miniature version A (koaxialer HF-Steckverbinder-Typ)
SMF	Standard Single Mode Faser
SIS	Schwerionen-Synchrotron
SIS18	Schon bestehendes SIS der GSI
SIS100	Geplantes SIS für FAIR
UNILAC	Universal Linear Accelerator

19 Notation

a	Amplitude
a	Koeffizient für das LDS des Messsignals mit Rayleigh-Rauschen
a	Amplitude des rücklaufenden Messsignals (Kap. 8)
a_D	Amplitude des deterministischen Störsignals
$a_{\text{Stör}}$	Amplitudenstörung
A_F	Querschnittsfläche der Faser
A_M	Querschnittsfläche des Mantels des Glasfaserkabel
b	Koeffizient für das LDS des Messsignals mit Rayleigh-Rauschen
b	Amplitude der störenden Reflexion (Kap. 8)
B	Bandbreite
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum = $2,9979 \cdot 10^8$ m/s
c_w	Spezifische Wärmekapazität
C	Kapazität
C_K	Wärmekapazität
d	Durchmesser
D	Dispersionskoeffizient
D_a	Deterministische Amplitudenstörung
$D_{a,RMS}$	Effektivwert der deterministischen Amplitudenstörung
E	Elektrisches Feld
E	Elastizitätsmodul (Kap. 9 und 15.6)
E_F	Elastizitätsmodul der Faser
E_M	Elastizitätsmodul des Kabelmantels
E_S	Spitzenwert der elektrischen Feldstärke
$\overrightarrow{E_S}$	Elektrische Feldstärke des modulierten optischen Trägers
f	Frequenz
f_1	Frequenz von Zeitsignal 1
f_2	Frequenz von Zeitsignal 2
f_{DDS}	Frequenz des Ausgangssignals der DDS
f_g	Grenzfrequenz
$f_{K,max}$	Höchste in den Kavitäten auftretende Frequenz
f_M	Messfrequenz
$f_{M,max}$	Maximale Messfrequenz
$f_{Ref,1}$	Frequenz von Referenzsignal 1

$f_{Ref,2}$	Frequenz von Referenzsignal 2
$f_{Sys,1}$	Frequenz von Systemtakt 1
$f_{Sys,2}$	Frequenz von Systemtakt 2
f_{Takt}	Frequenz des Taktsignals
Δf	Linienbreite des Lasers
$\Delta f/f$	Frequenzabweichung
F	Rauschzahl (Kap. 6)
F	Zugkraft (Kap. 9)
F_E	Kraftwirkung eines elektrischen Felds auf ein geladenes Teilchen
F_F	Zugkraft, die auf die Faser im Glasfaserkabel wirkt
F_G	Gesamte Zugkraft, die auf ein Glasfaserkabel wirkt
F_M	Zugkraft, die auf den Mantel des Glasfaserkabels wirkt
F_{max}	Grenze der Zugbelastung
F_M	Kraftwirkung eines Magnetfelds auf ein geladenes Teilchen
FTW	Frequency Tuning Word (DDS)
\underline{g}	Phasenrauschterm
G	Verstärkung des EDFAs
h	Plancksches Wirkungsquantum = $6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Ws}^2$
h_{Sys}	Sprungantwort des Übertragungssystems
i_{s-sp}	Stromdichte des Signal-Spontan-Rauschens
i_{Schrot}	Stromdichte des Schrot-Rauschens – Ursache: P_{PD}
$i_{Schrot,ASE}$	Stromdichte des Schrot-Rauschens – Ursache: $\rho_{ASE,PD}$
i_{sp-sp}	Stromdichte des Spontan-Spontan-Rauschens
I_0	Quadrat der Amplitude des elektrischen Felds
I_{PD}	Mittelwert des von der Photodiode abgegebenen Stroms
I_S	Intensität des modulierten optischen Trägers
$\overline{I_S}$	Mittelwert der gesendeten Lichtintensität am Eingang der Faser
k	Index
k	Längenausdehnungskoeffizient (Kap. 9 und 15.6)
k	Konstante (Kap. 15.8)
k_M	Linearer Ausdehnungskoeffizient des Mantels
K	Konstante
L	Länge der Transferstrecke (Kap. 1.3)
L	Faserlänge
m	Modulationsindex

m	Ganzzahliges Verhältnis (Kap. 3.1.1)
m	Index
m_F	Faktor, der vom Brechungsprofil der Faser abhängt
M_{Akk}	Binäre Wortbreite eines Phasenakkumulators der DDS-Einheit
M_{Off}	Binäre Wortbreite des POW der DDS-Einheit
n	Index
n	Brechzahl (Kap. 15.8)
n_{eff}	Effektivwert der Brechzahl der gesamten Faser
n_K	Brechzahl des Faserkerns
n_M	Brechzahl des Fasermantels
n_{sp}	Populations-Inversionsfaktor
Δn	Brechzahldifferenz zwischen Faserkern und -mantel
N	Anzahl der Systemzweige
N_a	Amplitudenrauschen
N_g	Gruppenindex
N_φ	Phasenrauschen
ΔN_φ	Änderung des Phasenrauschens
NA	Numerische Apertur
p	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
\vec{p}_s	Jones-Vektor, der den Polarisationszustand angibt
P	Leistung
P_0	In die Faser eingespeiste optische Leistung
P_D	Leistung der deterministischen Störung
P_F	Wahrscheinlichkeit einer Fehlzurordnung
$P_{G,PD}$	Gleichanteil der von der Photodiode abgegebenen elektrischen Leistung
P_{in}	Optische Eingangsleistung des EDFAs
$P_{in,1}$	Optische Eingangsleistung des EDFAs von Kanal 1
$P_{in,2}$	Optische Eingangsleistung des EDFAs von Kanal 2
P_L	Leistung des Sendelasers
P_N	Rauschleistung
P_{opt}	Durchschnittliche Laserleistung
P_{out}	Optische Ausgangsleistung des EDFAs
P_{PD}	Durchschnittliche optische Leistung, die auf die Photodiode wirkt
$P_{PD,soll}$	Durchschnittliche optische Leistung, die auf die Photodiode wirken soll
P_{Ray}	Gesamtleistung der Rayleigh-Rückstreuung am Fasereingang

P_s	Signalleistung
$P_{\ddot{u}}$	Signalleistung, die auf einen anderen Kanal übergegangen ist (Übersprechen)
POW	Phase Offset Word der DDS-Einheit
ΔP_N	Elektrische Rauschleistungsdichte
ΔP_{opt}	Effektivwert des Laserintensitätsschwankung pro Hertz
q	Elementarladung = $1,6 \cdot 10^{-19}$ As
Q	Elektrische Ladung
r	Radius
r_a	Außenradius einer Kabelschicht
r_i	Innenradius einer Kabelschicht
r_K	Radius eines Glasfaserkabels
R	Responsivität (Kap. 6 und 15.4)
R	Widerstand (Kap. 7.2)
R	Reflexionsfaktor
R_D	Relation zwischen empfangener und gesendeter Lichtleistung
$R_{E_s E_s}$	AKF des elektrischen Felds
$R_{\underline{g} \underline{g}}$	AKF des Phasenrauschterms
$R_{I_s I_s}$	AKF der Intensität I_s
$R_{L \rightarrow K}$	Wärmeübergangswiderstand zwischen Umgebungsluft und Glasfaserkabel
R_{Ray}	Rückflussfaktor der Rayleigh-Rückstreuung
R_S	Wärmewiderstand einer Kabelschicht
$R_{\underline{x} \underline{x}}$	AKF des mit Phasenrauschen behafteten Signals
$R_{\gamma \gamma}$	AKF der Feldmodulation γ
$R_{\phi \phi}$	AKF des Phasenrauschens des Lasers
RIN	Relative Intensity Noise (Laserintensitätsschwankung)
s	Vorfaktor
s_{Null}	Steigung eines Taktsignals im Nulldurchgang
S	Rückstreu-Fangfaktor (Rayleigh-Streuung)
S_0	Nulldispersionssteigung
S_1	Signal, das von λ_1 transportiert wird
S_2	Signal, das von λ_2 transportiert wird
$S_{I_s I_s}$	LDS des Signals
$S_{I_t I_t}$	LDS des Messsignals mit Rayleigh-Rauschen
$S_{I_t I_t, Norm}$	Normiertes LDS des Messsignals mit Rayleigh-Rauschen
$S_{\underline{g} \underline{g}}$	LDS des Phasenrauschterms

$S_{\underline{x}\underline{x}}$	LDS des mit Phasenrauschen behafteten Signals
$S_{\underline{x}\underline{x}, Norm}$	Normiertes LDS des mit Phasenrauschen behafteten Signals
SIR	Signal-to-Interference Ratio
$SNR_{Mess, Trans}$	Signal-Rausch-Abstand bei der Übertragung der Messsignale
$SNR_{Sys, Trans}$	Signal-Rausch-Abstand bei der Übertragung der Systemtakte
t	Zeit
t_G	Genauigkeit, mit der die Referenzzeit einstellbar ist
t_i	Zeitinformation einer periodischen Schwingung (Kap. 3)
t_i	Impulsdauer (Kap. 10)
t_j	Quadratischer Mittelwert der Zeitschwankung
$t_{j, Mess, Trans}$	Additiver Jitter der Messsignale durch Störungen im Messkanal
$t_{j, Sys, Trans}$	Additiver Jitter der Systemzeit durch Störungen in den Übertragungskanälen
t_{Mess}	Messdauer pro Zweig
t_{Null}	Zeitpunkt des Nulldurchgangs
t_{rise}	Anstiegszeit der Flanke eines Rechtecksignals
t_S	Schrittweite, mit der die Referenzzeit einstellbar ist
t_{SB}	Größe des Stellbereichs, mit der die Referenzzeit einstellbar ist
t_{Start}	Startwert der Zeitinformation
t_V	Zeitdauer der Befehlsverarbeitung
Δt	Zeitlicher Versatz zwischen zwei Referenzpunkten
$\Delta t_{D, RMS}$	Quadratischer Mittelwert der Zeitschwankung – Ursache: D_a
Δt_{max}	Maximal zulässiger zeitlicher Versatz zwischen zwei Referenzpunkten
$\Delta t_{Sys, G}$	Genauigkeit, mit der der Versatz der Systemzeiten an verschiedenen Referenzpunkten bestimmt werden kann
$\Delta t_{Sys, Kor, n \rightarrow m}$	Korrekturwert zur Bestimmung von $\Delta t_{Sys, n \rightarrow m}$
$\Delta t_{Sys, n \rightarrow m}$	Zeitdifferenz an den Ausgängen der Empfangseinheiten n und m
T	Periodendauer
T	Temperatur (Kap. 9)
T_1	Periodendauer von Zeitsignal 1
T_2	Periodendauer von Zeitsignal 2
T_B	Beobachtungszeitraum
T_M	Periodendauer des Messsignals
T_{Puls}	Zeitlicher Abstand der Pulse in Methode 3 (Kap. 2.2.2)
$T_{Ref, 1}$	Periodendauer von Referenzsignal 1
$T_{Ref, 2}$	Periodendauer von Referenzsignal 2

T_s	Periodendauer des Signals
$T_{Sys,1}$	Periodendauer von Systemtakt 1
$T_{Sys,2}$	Periodendauer von Systemtakt 2
T_{Takt}	Periodendauer des Taktsignals
ΔT_K	Änderung der Temperatur im Kabel
ΔT_U	Änderung der Umgebungstemperatur
$\Delta T/T$	Zeitabweichung
\ddot{U}	Übertragungsfunktion des Übersprechens
v_g	Gruppengeschwindigkeit
V	Volumen
x	Sinussignal mit Störung
x	Signal der DDS-Einheit (Kap. 12)
x	Zufallsgröße (Kap. 15.1)
y	Modulationssignal
y	Zufallsgröße (Kap. 15.1 und 15.2)
y^G	Gleichanteil des Modulationssignals
y^W	Wechselanteil des Modulationssignals
α	Dämpfung
α	Wärmeübergangskoeffizient (Kap. 9)
α_S	Durch Rayleigh-Streuung verursachte Faserdämpfung
$\alpha_{Splitter}$	Dämpfung eines optischen Splitters
$\alpha_{\ddot{u}}$	Übersprechdämpfung
$\alpha_{\ddot{u}, Mess, Trans}$	Kleinste Übersprechdämpfung in Richtung Messkanal
$\alpha_{\ddot{u}, Sys, Trans}$	Kleinste Übersprechdämpfung in Richtung Übertragungskanal (Systemtakte)
$\alpha_{Verlust}$	Dämpfung durch Verluste im Splitter
α_{Zweig}	Dämpfung eines Übertragungszweigs
γ	Modulation des elektrischen Felds
η	Wirkungsgrad
κ	Wärmeleitfähigkeit
λ_0	Nulldispersionswellenlänge
λ_1	Optische Wellenlänge, auf die Systemtakt 1 moduliert wird
λ_1	Optisches Signal, das Systemtakte 1 enthält

λ_2	Optische Wellenlänge, auf die Systemtakt 2 moduliert wird
λ_2	Optisches Signal, das Systemtakt 2 enthält
λ_M	Optische Wellenlänge, auf die die Messsignale moduliert werden
λ_M	Optisches Messsignal
μ	Mittelwert
μ_F	Mittlerer Fehler der Phasenlage von Referenzsignal 2
$\Delta\mu$	Mittlerer Zeitversatz zwischen zwei Referenzpunkten
ν	Optische Frequenz
ν_M	Optische Frequenz des Messsignals
$\Delta\nu$	Optische Bandbreite
ρ	Dichte
ρ_{ASE}	Optische Rauschleistungsdichte, die durch ASE im EDFA entsteht
$\rho_{ASE,PD}$	Optische Rauschleistungsdichte ρ_{ASE} , die die Photodiode erreicht
ρ_{Empf}	Relative Rauschleistungsdichte des Empfängers
ρ_N	Rauschleistungsdichte
ρ_{NEP}	Absolute Rauschleistungsdichte des Empfängers
ρ_{Ray}	Relative Leistungsdichte des Rayleigh-Rauschens
ρ_{Schrot}	Relative Leistungsdichte des Schrot-Rauschens
$\rho_{\Sigma, Mess}$	Summe der relativen Rauschleistungsdichten im Messkanal
$\rho_{\Sigma, \dot{U}}$	Summe der relativen Rauschleistungsdichten in den Übertragungskanälen
σ	Standardabweichung der additiven Schwankung der Referenzzeit
σ	Mechanische Spannung (Kap. 9 und 15.6)
$\sigma_{N,a}$	Standardabweichung des Amplitudenrauschens
σ_{Ref}	Standardabweichung der Zeitschwankung eines Referenzsignals
σ_{RG}	Standardabweichung der Zeitschwankung des Referenzgenerators
$\sigma_{Sys, Trans}$	Standardabweichung der additiven Schwankung der Systemzeit
σ_t	Standardabweichung der Zeitschwankung
$\sigma_{t,a}$	Standardabweichung der Zeitschwankung – Ursache: Amplitudenrauschen
$\sigma_{t,\varphi}$	Standardabweichung der Zeitschwankung – Ursache: Phasenrauschen
$\sigma_{\varphi,a}$	Standardabweichung der Phasenschwankung – Ursache: Amplitudenrauschen
$\sigma_{\varphi,\varphi}$	Standardabweichung der Phasenschwankung – Ursache: Phasenrauschen
τ	Signallaufzeit
τ	Zeitverschiebung in AKF
τ_1	Laufzeit von Systemtakt 1
τ_2	Laufzeit von Systemtakt 2

τ_B	Zeitdauer der Befehlsübertragung
τ_E	Signallaufzeit vom FBG zur Schnittstelle 2
τ_{EDFA}	Zeitkonstante des EDFAs
τ_F	Fehler bei der Bestimmung der Laufzeit τ
$\tau_{F,abs}$	Absoluter Fehler bei der Bestimmung der Laufzeit τ
τ_K	Signallaufzeit zwischen dem opt. Schalter und dem Reflektor zur Kalibrierung
τ_{Mess}	Messwert der Laufzeit
τ_{OS}	Signallaufzeit zwischen dem opt. Schalter und dem Add/Drop-Multiplexer
τ_S	Signallaufzeit vom Splitter zum Add/Drop-Multiplexer
τ_{Sys}	Zeitkonstante der Sprungantwort des Übertragungssystems
$\mathbf{\bar{H}}$	Vektor, der τ_1 und τ_2 enthält
ϕ	Phasenrauschen des Lasers
φ	Phasenversatz (Kap. 1)
φ_{DDS}	Phasensignal der DDS-Einheit
$\varphi_{DDS,Off}$	Phasenversatz des Ausgangssignals der DDS
φ_K	Phase des elektrischen Felds in der Kavität
$\varphi_{K,ist}$	Ist-Phase des elektrischen Felds in der Kavität
$\varphi_{K,soll}$	Soll-Phase des elektrischen Felds in der Kavität
$\varphi_{Null,Ist}$	Ist-Nulldurchgang eines Referenzsignals
$\varphi_{Null,Soll}$	Soll-Nulldurchgang eines Referenzsignals
$\varphi_{Ref,1}$	Phasenlage von Referenzsignal 1
$\varphi_{Ref,2}$	Phasenlage von Referenzsignal 2
$\varphi_{Stör}$	Störung der Phase
$\varphi_{Sys,1}$	Phasenlage von Systemtakt 1 vor der Übertragung
$\varphi_{Sys,2}$	Phasenlage von Systemtakt 2 vor der Übertragung
$\Delta\varphi$	Phasenversatz
$\Delta\varphi_1$	Phasenverschiebung von Systemtakt 1
$\Delta\varphi_2$	Phasenverschiebung von Systemtakt 2
$\Delta\varphi_a$	Phasenabweichung vom Sollwert
$\Delta\varphi_{a,b}$	Phasenversatz zwischen Messsignal und störender Reflexion
$\Delta\varphi_D$	Phasenschwankung – Ursache: deterministische Störung
$\Delta\varphi_{D,RMS}$	Quadratischer Mittelwert der Phasenschwankung $\Delta\varphi_D$
$\Delta\varphi_F$	Fehler des Phasenmessers
$\Delta\varphi_{max}$	Maximal zulässige Abweichung der Referenzphasen
$\Delta\varphi_{Sys,F}$	Fehler bei der Bestimmung der Phasenlage eines Systemtakts

$\Delta\varphi_V$	Phasenverfälschung durch störende Reflexion
Φ_K	Vektor, der $\varphi_{K,1}$ und $\varphi_{K,2}$ enthält
Φ_{Ref}	Vektor, der $\varphi_{\text{Ref},1}$ und $\varphi_{\text{Ref},2}$ enthält
Φ_{Sys}	Vektor, der $\varphi_{\text{Sys},1}$ und $\varphi_{\text{Sys},2}$ enthält
$\Delta\Phi$	Vektor, der $\Delta\varphi_1$ und $\Delta\varphi_2$ enthält
ω	Kreisfrequenz
ω_D	Kreisfrequenz des deterministischen Störsignals
ω_g	Kreisgrenzfrequenz
ω_K	Kreisfrequenz des elektrischen Felds in der Kavität
ω_M	Kreisfrequenz des Messsignals
ω_s	Kreisfrequenz des gestörten Signals
ω_U	Mittlere Winkelgeschwindigkeit der Teilchen im Ring
$\Delta\omega$	Linienbreite des Lasers

20 Lebenslauf

Familienstand:	Verheiratet, drei Kinder	
Schulbildung:	1988	Sekundarabschluss I <i>Hauptschule Konz</i>
	1993	Fachhochschulreife <i>Fachoberschule Trier</i>
Zivildienst:	1993 - 1994	Rettungshelfer <i>Berufsfeuerwehr Trier</i>
Berufsausbildung:	1988 - 1992	Energieelektroniker Betriebstechnik <i>RWE Trier</i>
	1994 - 1996	Audio Engineer <i>School of Audio Engineering, Frankfurt</i>
Studium:	1999 - 2003	Elektro- und Nachrichtentechnik <i>FH Wiesbaden</i>
	2003 - 2005	Elektro- und Nachrichtentechnik <i>TU Darmstadt</i>
Praktika:	2002	<i>Fraunhofer-Institut für Graphische Datenverarbeitung</i>
	2003	<i>T-Systems Nova GmbH Darmstadt</i> <i>Abt. Photonische Transportsysteme</i>
Berufstätigkeit:	1992	Energieelektroniker <i>RWE</i>
	1994 - 2001	Tontechniker <i>SWR und freiberuflich</i>
	2000 - 2002	Tutor <i>FH Wiesbaden</i>
	2003 - 2005	Lehrbeauftragter <i>FH Wiesbaden</i>
	2005 - 2008	Doktorand <i>Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt</i>
Auszeichnungen:	Friedrich-Dessauer-Preis 2004 für die Diplomarbeit „Optimierung von Lautsprecher-magnetsystemen mit dem Finite-Elemente-Verfahren“, vergeben vom VDE Rhein-Main e.V. Gewinner des „VDE-Management Cup 2005“	